PRINCIPIA EPISTEMICA

EEN FYSICA VAN INFORMATIE

•• *EDDY VERREET* ••

TEKSTVERWERKING: MARC PEETERS

OMSLAG: KIM TORFS

HERENTALS 2024

Voor Witpootje

Inleiding

0.1. Voorliggend werk behelst een informatietheorie. Binair 0 en 1 wordt $\leftarrow$ en $\rightarrow$, richting en zin. Er geldt de dito ontwikkeling 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 … = H(-Shannon-entropie), -alias t-trappen-, met aantal permutaties of mogelijkheidsveld W = 2, 2^1, 2^2, 2^3 … = 2^H.
Een permutatie wordt een w-sequens genoemd. Het informatietheoretisch argument bestaat erin per t-trap het W-aantal permutaties te reduceren volgens een ordeningsprincipe. Laatste is een symmetrievoorschrift en wordt Π genoemd naar analogie met polarisatie als het beperken ven bewegingsvrijheid van trillingen in de fysica. Er ontstaat een N-aantal deelgroepen uit de permutatiegroep, genoemd N_Π, waarbij $N_\Pi \ll$ W. De onderscheiden deelgroepen N_Π bevatten telkens een verschillend aantal w-sequensen, hun magnitude. Elke N_Π-deelgroep of Π-klasse draagt een Π_x-getal of –waarde en een waarschijnlijkheid, gebaseerd op het aantal w-sequensen die zij omvat, i.e. een frequentie van voorkomen.
Op deze numerieke karakteristieken kunnen de N_Π-informatieklassen gepositioneerd in een abstract referentiekader of –ruimte, een genuïen coördinatenstelsel. Dit systeem toont zich op alle vlakken discreet, waarbij slechts bepaalde waarden kunnen aangenomen worden. De ontwikkeling of evolutie geschiedt sprongsgewijs, abrupt in plaats van continu. En doet de fysica zijn intrede.

0.2. Dit informatietheoretische "Unternehmen" wordt ingeplant in de natuurkunde. Axiomatisch verschijnt: het Π-systeem kan volledig uitgebouwd met en naar de structuur van de fysica. Dit geldt tweevoudig en mutueel: het informatiesysteem vermag het formularium en de terminologie der natuurkunde in zich te corporeren en leidt tot zinvolle resultaten. Anderzijds kan op het informatiesysteem de fysica tot eenheid gegrond. Deelgebieden kunnen geconnecteerd. Deze abstractie duldt geen coëfficiënten; ze transcendeert het numerieke karakter. Weer is omkering der ratio mogelijk: het Π -informatiesysteem bereikt slechts zijn volheid in de fysische representatie. De verhouding is inherent wederzijds. Epistemologie en fysica zijn noodzakelijk verbonden. Dit beperkt zich niet tot loutere analogieën. Enige moeilijkheidsgraad en uitwerking zijn onvermijdelijke bijproducten.

0.3. In hoofdstuk 1 wordt het informatieprincipe en zijn symmetrieën opgesteld en gedefiniëerd. Natuurkundig getransponeerd blijkt hieronder een spintheorie schuil te gaan, -richting en -getal. Uitwerkingen betreffen topologie, chiraliteit en deeltjesmatig majoranas.

0.4. In hoofdstuk 2 worden bovenstaande gegevens in het raamwerk van een golfpakket gegoten op basis van het spingetal. Een genese wordt opgesteld met een hiërarchie van concepten en ijksymmetrieën.

0.5. Hoofdstuk 3 behelst de numerieke weergave van epistemische grootten in fysische termen, wetten en formules binnen het Π-referentiekader. De omzetting is totaal , ook in Plancktermen.

0.6. In hoofdstuk 4 wordt de t-evolutie van golfpakketten in een T-superpositioneel geheel ruimtelijk gevat. Verder wordt een synops rebus sic stantibus opgesteld.

0.7. In hoofdstuk 5 worden onbepaalheidsrelaties besproken. Zij blijken aan de basis van de theorie ingebouwd.

0.8. Hoofdstuk 6 werkt de T-superpositie van caput 4 numeriek uit, wat resulteert in een Planckformalisme.

0.9. Hoofstuk 7 brengt een informatietheoretische kosmologie. Algemeenrelativistische termen worden gediscretiseerd. Modellen worden voorgesteld. De Π-informatie-orde blijkt een zelfdragende systeem, in zichzelf gevat. Haar evolutie behoeft externe tussenkomst noch observators. Het systeem meet zichzelf. Zijn opbouw en evolutie zijn autarkisch. Dit wordt geschraagd bij unitariteit door behoudswetten.

0.10. Aanvullend worden gespecifieerde appendices toegevoegd.

0.11. Exemplatief kunnen enkele resultaten aangehaald.

α) De Shannon-entropie voor inequiprobabele Π-klassen levert een lineaire relatie op (1.19.).

β) De formule voor redundantie van informatie (App.I.7.-8.) kan toegepast op alle , ook fysische , grootten met steeds dezelfde numerieke uitkomsten (6.12.-1.).

γ) De gelijkheid fijnstructuurconstante = gravitationele fijnstructuurconstante = werkingsquantum (7.6.6.2., App.IV.26. en IX.5.).

δ) De Poynting-formule levert zo informatietheoretisch als fysisch dezelfde eenheid, intensiteit, op (App.IV.20.).

ε) Qua kosmologie kan een conformele factor in het systeem verrekend (7.6.4.8.-3.).

ζ) Bekenstein-Hawking-entropie, Hawkingtemperatuur en Unruh-effect kunnen zinvol ingebracht (7.6.7.3., 4.8.6.).

η) De theorie vermag relativistische formules te transformeren naar systeemeigen discrete waarden middels de quantummechanische normeringsfactor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (3.11.2.1.2.-5, App.X.8.ff.).

θ) Er verschijnt een Planck-curve, die deze der achtergrondstraling dekt (6.7., 6.10.1.) en de hele informatie-orde omvat.

ι) Het magnetisch moment van het elektron is gelijk aan het magnetisch dipoolmoment (cf. App.IV.19.2. en 21.2. : N_Π in Newtonmeter) [Phys. org, Bob Yirka, Google 21-2-23.].

κ) Het Planckschen werkingsquantum h kan ingebracht in algemeen relativistische kromming (7.1.3.2.3.).

0.12. Systeem-eigen symbolen :

- informatietheoretisch :App.I.8.
- ld = binair logaritme
- N_{Π} = aantal Π-klassen = frequentie-energie
- Π_A = Π-klasse met maximale amplitude = golfsnelheid
- H = impuls, numeriek gelijk aan de Shannon-entropie, vanwaar het symbool
- m_{Π} = informatiemassa
- i = brekingsindex
- ϕ = gravitatiepotentiaal
- (λT) = graviton
- T= periode
- T = superpositie over de tijdsas
- T_{μ} = gemiddelde tijdswaarde
- $\mathcal{T} = i^2 T$ = kg.s²
- ϑ = tijdsvertraging
- φ = golfpakket
- K = scalaire kromming
- (-) Π_{μ} = entropie
- Π_T = evolutionaire formularisering

0.13. Andere: fysische symbolen; incl. elektromagnetisme : App. IV.

1. Een geëigende transformatie construeert een informatie-golfpakket. Randgevallen zijn de verzameling W der binaire permutaties als potentie en de gerealiseerde sequens H.
De transformatie betreft gerichtheid/directionality Π_x uit het begrippenveld richting, zin, polarisatie, spin (-richting en – bedrag), eigendraaiing tot breking en kromming.
Informatie wordt geherdefiniëerd van bits 1 vs. 0 tot richtingsonderscheid, conventioneel → vs. ← . Er ontstaat een eendimensionaal systeem met links-rechtsasymmetrie.
De Π-transformatie ordent het W-aantal equiprobabele permutaties restrictief tot een welbepaald N_Π - aantal inequiprobable Π-klassen Π_n . De statistische Shannon-informatietheorie blijft aangepast van kracht (App. I.).

1.1. Uitgaande van de permutaties als informatiesequensen w_n omvat het Π-systeem drie organisatieniveaus:

- de Π-klassen of informatiecategorie Π_x ;
- het Π - golfpakket φ_x als geordende groep van Π-klassen Π_n ;
- de binaire tijdsontwikkeling T der golfpakketten φ_n .

1.2. Preliminair wordt de binaire permutatiegroep tot symmetrietransformaties herleid (e.g. t_2 , H = 4, W= 16 ; cf. App. I.) :

- translaties, bv. →→→←,→→←→ ;
- globale spiegelingen naar →→→→ | ←←←←
- lokale spiegelingen als →→→ | ← tot →→→→

1.3. Het Π-principe stelt als voorschrift Π_{pr} een VERBOD OP LOKALE SPIEGELINGEN.
Dit symmetrievoorschrift breekt de permutatiegroep in deelgroepen op : de Π-klassen Π_n met een onderscheiden, i.c. discreet c-aantal w-sequensen.

1.4. De herordening levert voor de drie eerste t-trappen volgend schema op :

t_0 (H = 1 , W= 2) :

1) →,← ;

t_1 (H = 2 , W= 4) :

1) →→,←←
2) ←→,→← ;

t_2 (H = 4 , W= 16) :

1) →→→→,←←←←
2) →→→←,→→←→,→←→→,←→→→
←←←→,←←→←,←→←←,→←←←
3) →→←←,→←→←,←→→←,←←→→,←→←→,→←←→

De welgescheiden deelgroepen ontleden de permutatiegroep in een discreet spectrum.

Intermediaire toestanden zijn uitgesloten. Ipso facto zijn de w-sequensen in de Π-klassen opgesloten (fysisch ‘confinement’). Het onderscheid tussen affiene deelgroepen bedraagt één lokale spiegeling, bv →→ vs.→← . Dit is een vigerend uitsluitingsprincipe : op een t-trap nemen Π-klassen niet dezelfde gerichtsheidstoestand in. Π-gerichtheid is discreet,

- zoals fysische polarisatie [NOOT 1].

1.5. De Π-klassen blijken echter de bij Π-voorschrift niet uitgesloten, -dus toegelaten-, transformaties, i.c. translaties en globale spiegelingen, te valoriseren tot een genuien symmetrieprincipe : de Π-invariantie. [Cf. Alfonso Maruccia, TechSpot en Carey Sargent, Phys. org, Google 3-12-2022 en 16-6-2022 : "Equivariant Euclidean neural network … to rotation, inversion … translation."].Deze onderscheidt binnen een Π-klasse niet tussen haar w-sequensen met gelijke gerichtheid Π_x . Er kan gesteld : →→ = ←←en →←=←→ doch →→≠→← . Dit houdt een element van niet-lokaliteit in. [NOOT 1B].

1.5.1. Π-symmetrie ecloot Pauli- en Wignersymmetrie [NOOT 2]. Eerste is invariantie bij permutatie, tweede bij (moleculaire tijds)inversie; in Π-context translatie, resp. spiegeling. Idem de 'Pauli spin exchange operator' [NOOT 3]. "All the operator does is interchange the spin directions", "exchanging the spin leaves everything unchanged","there is no meaning to the order", "the order has no significance". Onderscheid tussen klassen in het golfpakket emergeert : "… to group the state according to whether one electron has spin down, or two electrons have spin down, and so on", " the Hamiltonian will never mix the states with others that have more spins down".

1.5.2. Π-gerichtheid neemt de geboden w-sequensen of mogelijkheden tegelijk, zodat ze met elkaar interfereren en een Π-klasse vormen, -alias de Π-klasse met zichzelf interfereert als entiteit met verscheidene mogelijkheden [NOOT 4]. De interferentie is coherent [NOOT 4B]. Kort, interferentie tussen w-sequensen onder het Π-voorschrift.

1.5.2.0.1. Kennis van een w-sequens van een Π-klasse vernietigt diezelfde Π-klasse. De Π-klasse als interferentiepatroon verdwijnt. Dit is een analogon van het fysische 2-spleten experiment, wanneer (niet) gemeten wordt door welke spleet het deeltje gaat (cf. infra 2.13.4. voor de noodzakelijkheid van ruis.).

1.5.2.1. Een Π-klasse is een golfachtig interferentiepatroon (cf. infra 2.3.2.1.-3.). Er is geen collapserende meting. De Π-klassen blijven een coherente (quantum)superpositie-toestand [Cf. Philip Ball, Quantummagazine, Google 19-8-2021.].

1.5.2.2. De w-sequensen zijn de quanta van het Π-klasse-veld (infra 1.14.2.1., cf. 2.).

1.5.3. Globale spiegeling van w-sequensen inhereert P-parity-symmetrie. Deze wordt geschonden bij overgang tussen Π-klassen.

1.6. Interferentie wijst op superpositie van mogelijkheden [NOOT 5], i.c. een coherente gewogen superpositie van w-sequensen, geordend per Π-gerichtheid. Wegens de discreetheid van spiegelingen [NOOT 6] en translaties (over precieze bit- oorheen de sequens) geldt het continuum van interpolerende toestanden de gewichten/waarschijnlijkheden p (w_n) der betrokken w-sequensen, die, op de eenheid genormeerd, kunnen fluctueren. Er ontstaat

invariantie tegenover een oneindig aantal transformaties, i.e. een quantummechanische symmetrie [NOOT 7]. De superpositie kan gequantificeerd als $\sum_n \{p(w_n)\}\Pi_x \equiv \Pi_x$.

1.6.1. Polarisatie is trillingsrichting : de fluctuerende w-sequensen trillen in de Π_x-gerichtheid der Π-klasse. De compressie van w-sequensen tot Π-klassen is vergelijkbaar met het compactificeren van extra dimensies/richtingen in snaartheorie [Cf. Marcel Vonk, "Van getal naar heelal, Spectrum 2023, pp. 30 – 32 en 123, "richtingen zijn – dimensies, dus – " en p. 266.].

1.7. De Π-transformatie betreft een partiële symmetriebreuk van het W-mogelijkheidsveld. Equiprobabiliteit vervalt spontaan naar een minder symmetrische, doch stabielere toestand, die door de ingrijpende beperking der vrijheidsgraden bij W >> N_Π kinetisch begunstigd wordt [NOOT 8]. Het Π-principe perkt het aantal mogelijkheden grondig in [NOOT 9] en wijzigt het tellen van toestanden. Het W-veld wordt prismatisch ontleed in een Π-spectrum [NOOT 10].

1.7.1. Daar de Π-invariantie niet onderscheidt tussen de betrokken w-sequensen, ontstaat een genuiene coördinateninvariantie, i.e. een ijkinvariantie [NOOT 11]. Het W-veld en de Π-invariantie bewerken een ijksymmetrie, die de door symmetriebreuk verloren W-symmetrie compenseert. De Π-klasse wordt de fase, - in de hoedanigheid van gerichtheid [NOOT 12]-, die zelf een ijkveld wordt [NOOT 13]. Het betreft bijgevolg een partiële restauratie. De w-sequensen zijn in de Π-klasse geijkt: de toegelaten transformaties (1.5.) wisselen hen uit ; zij commuteren. De interagerende transformaties zijn de "gluonen" of " quanta" van het ijkveld [NOOT 13B]. De Π-ijksymmetrie is een verborgen symmetrie [NOOT 14] bij confinement der w-sequensen (1.4.). Zij is een lokale interne symmetrie. IJkkrachten houden de w-sequensen [quarks] bijeen [NOOT 8, o.c.,p 121.].

1.7.1.1. Het postuleren van een symmetrie vergt een veld [Heinz Pagels, "The Cosmic Code", p. 271 : " the imposition of a symmetry required a new field."]. Zo vereist Π-symmetrie het Π-(ijk)veld.

1.7.1.2. De Π-symmetrie betreft deels globale ijkinvariantie (globale spiegelingen), deels lokale (translaties). De Π-klasse is de invariante.

1.8. Π-gerichtheid kan gequantificeerd. De Π-invariantie biedt symmetrische functies $\Pi_{\mu\nu} = \Pi_{\nu\mu}$. De indices tellen richtingsonderscheiden bits, conventioneel → vs. ← . Zij nemen de gehele waarden aan tussen 0 en het totale aantal bits H. Zo e.g. bij globale spiegeling →→→← = →←←← wordt $\Pi_{3,1;1,3}$ of genormeerd op de unitariteit $\Pi_{0,75;0,25/0,25;0,75}$. Ter notatie wordt de hoogste indexwaarde genomen op het H-bedrag als $\Pi_x = \frac{\Pi_{\mu\nu}}{H}$ met discrete waarden $1 \geq \Pi_x \geq 0{,}5$. Dit bepaalt ook het finiete N_Π-aantal Π-klassen per tijdstrap t_x. Π_x is een dimensieloze breuk [NOOT 15].

In matrixvorm verschijnt

t_0 : $\begin{array}{|c|} 1,0 \\ 0,1 \end{array}$, i.e. 1 (= N_Π) Π-klasse met $\Pi_x = \frac{1}{1} = 1$.

t_1 : $\begin{array}{|cc|} 2,0 & 1,1 \\ 0.2 & 1.1 \end{array}$, i.e. $N_\Pi = 2$ met $\Pi_x = \frac{2}{2} = 1$, resp. $= \frac{1}{2} = 0,5$.

t_2 : $\begin{array}{|ccc|} 4,0 & 3,1 & 2,2 \\ 0.4 & 1.3 & 2.2 \end{array}$, i.e. $N_\Pi = 3$ met $\Pi_x = \frac{4}{4} = 1$, resp. $\frac{3}{4} = 0,75$ en $\frac{2}{4} = 0,5$

t_3 : $\begin{array}{|ccccc|} 8,0 & 7,1 & 6,2 & 5,3 & 4,4 \\ 0,8 & 1,7 & 2,6 & 3,5 & 4,4 \end{array}$, i.e. $N_\Pi = 5$ met $\Pi_x = \frac{8}{8} = 1$, resp. $\frac{7}{8} = 0,875$,

$\frac{6}{8} = 0,75$, $\frac{5}{8} = 0,625$ en $\frac{4}{8} = 0,5$.

1.8.1 Zo verschijnen de Π-klassen $\Pi_{1,0}$ (met enkel unidirectionele sequensen), $\Pi_{0,5}$ (bij staking der indexwaarden), intermediair $\Pi_{0,75}$, $\Pi_{0,875}$, $\Pi_{0,625}$ enz. op $\Pi_{1,0}$ na vertonen de Π-klassen een fractionele Π_x-waarde. Tussen Π-klassen op een t-trap geldt numerieke equidistantie, i.e. equidifferentie van gerichtheidsbedrag: bij t_1 geldt $|\Delta\Pi_x| = 0,5$, bij t_2 telkens 0,25 , bij t_3 telkens 0,125 , verder 0,0625/ 0, 03125/… enz. Er emergeert een discrete lineaire Π-schaal tussen de limietwaarden 1,0 en 0,5 . “Steps are quantized” [NOOT 15B].

1.8.1.1. Qua transformaties kan de $\Pi_{1,0}$ - klasse exhaustief beschreven met enkel (één) globale spiegeling : de (twee) sequensen zijn mekaars reflectie. Translaties binnen een w-sequens zijn triviaal. De $\Pi_{0,5}$ -klasse kan voldoende beschreven met enkel translaties. Intermediaire Π-klassen kunnen beschreven met zowel globale spiegelingen als translaties. Onder het aspect van globale spiegeling kunnen de w-sequensen in twee halve deelgroepen opgelijst (conventioneel naar 1.4.) :

t_0 : $\Pi_{1,0}$: (1) vs. (2) — mekaars spiegelbeeld (constant bij $\Pi_{1,0}$: 1.12.5.)

t_1 : $\Pi_{0,5}$: 1 vs. 1, 2 vs. 2 — eigen spiegelbeeld

t_2 : $\Pi_{0,75}$: 1 vs. 8, 2 vs. 7, 3 vs. 6, 4 vs. 5 — mekaars spiegelbeeld

$\Pi_{0,5}$: 1 vs. 1, 2 vs. 2, 4 vs. 4, 5 vs. 5 — eigen spiegelbeeld; 3 vs. 6 — mekaars spiegelbeeld

Bij $\Pi_{0,75}$ zijn translaties slechts binnen een halve deelgroep uitvoerbaar : $\Pi_{0,75;0,25}$ en $\Pi_{0,25;0,75}$ (1.8.). Algemeen kan gesteld : w-sequensen vormen halve deelgroepen, waarbinnen ze hun eigen of mekaars spiegelbeeld zijn.

1.8.2. De W-permutatiegroep is een verzameling van w-sequensen : W = { w_1, w_2, w_3, … } , zodat

$\forall w : w \in$ W. Een Π-klasse is een deelverzameling van W : $\Pi \subset W$, zodat $\forall \Pi \subset$ W .

Het Π-principe genereert de partitie van W met de Π-klassen Π_n als deelverzamelingen

van W : P W = { Π_1 , Π_2 , Π_3 , … } . De Π_n zijn de klassen van de partitie.

Er geldt $\Pi_1 \cap \Pi_2 \cap \Pi_3 \cap \ldots = \emptyset$. De Π_n zijn onderling disjunct ; insgelijks de unie der

deelverzamelingen $\Pi_1 \cup \Pi_2 \cup \Pi_3 \ldots =$ W. De gerichtsheidswaarden of fasen van de

$\vec{\Pi}_n$ – vectoren (infra 1.12.7.) zijn de getallen π_n in de verzameling $\mathbf{\Pi\Pi}$:

$\mathbf{\Pi\Pi}$ = { π_1 , π_2 , π_3 , … } zodat $\forall \pi : \pi \in \mathbf{\Pi\Pi}$ en $\mathbf{\Pi\Pi}$ = { $\pi \in \mathbf{\Pi\Pi}$; $1{,}0 \geq \pi \geq 0{,}5$ }

naar het discrete Π - voorschrift.

1.9. Het fysische begrip van spin als intrinsieke eigenschap kan ingebracht. Π_x –gerichtheidsbedrag wordt gelijkgesteld met spinbedrag/-getal/-waarde, w-sequensen met discrete spininstelling/-richting. $\Pi_{1,0}$ met heeltallige spin(waarde) is bosonisch, $\Pi_{0,5}$ met halftallige spin is fermionisch, Π-klassen met intermediaire fractionele waarden zijn ANYONISCH [NOOT 16] , evenwel niet –willekeurig want equidifferent(/-distant). Anyonen zijn gequantiseerde excitaties van enig Π-veld [NOOT 17]. Door de exclusie per lokale spiegeling (1.4.) commuteren Π-klassen niet. Ze zijn niet-Abelse anyonen [NOOT 17 B].

1.9.0.1. Bovenstaande strookt met de definitie van Dirac-materie als zowel fermionisch, bosonisch als anyonisch (infra 2.5.) [Wikipedia, Google 23-1-2023.].

1.9.1. De w-sequensen van een Π-klasse onderscheiden zich qua spininstelling. Er vigeert een sequens-intern uitsluitingsprincipe, dat parallel loopt met de Π-schaal. Het is een tendens om individuele bits in een sequens alternerend opposiet te maken. Het is een quantummechanisch effect [NOOT 17 C]. Contrapositie van bits stijgt gradueel en is maximaal bij $\Pi_{0,5}$ [NOOT 18] . Bij combinatie per spininstellingen is een Π-klasse een meerdeeltjessysteem met summatieve nulspin. Π-theorie is richtingsinvariant.

1.9.1.1. De w-sequensen van een Π-klasse zijn echter identisch qua spinbedrag. Dit is een genuiene isospinsymmetrie [NOOT 19], die met de Π-invariantie samenvalt (1.5.) . Isospinsymmetrie ordent w-sequensen in Π-klassen. Zij levert het primaire organisatieniveau van het Π-systeem (1.1.). Fenomenologisch gelden : w-sequensen met dezelfde Π-gerichtheid trekken mekaar aan, die met een andere stoten mekaar af; binnen een spinbedrag trekken ongelijksoortige spininstellingen elkaar aan.

1.9.1.2. Een uitsluitingsprincipe kan op twee niveaus gedefiniëerd. Orthodox fysisch bij spininstelling (1.9.1.), bij spingetal tussen Π-klassen (1.4.). Laatste stijgt dito gradueel tot maximaal tussen bosonisch $\Pi_{1,0}$ en fermionisch $\Pi_{0,5}$. Cumulatieve interstructurele differenties op de Π-schaal coïncideren met de substructuur der Π-klassen.

1.9.2. Spinbedrag is een statisch, spininstelling een dynamisch attribuut. Beide zijn discreet, ergo gequantiseerd [NOOT 20]. Idem geldt voor de equidifferenties op de Π-schaal.

1.9.2.1. Er is een rechtstreeks verband tussen heel- of halftallig spinbedrag en de toegepaste transformaties. Het bosonische $\Pi_{1,0}$ omvat globale spiegeling, het fermionische $\Pi_{0,5}$ enkel translaties (1.8.1.1.) , die het uitsluitingsprincipe bewerkstelligen.

1.10. De w- sequensen van een Π-klassen vertonen verbonden waarschijnlijkheden.
E.g. bij t_1 , $\Pi_{1,0}$ is er 50 % kans dat beide bits → zijn en 50 % kans dat beide bits ← zijn.

Algemener dat alle sequensen x-procent →-bits en y-procent ← - bits bieden annex omgekeerd. Dit is verstrengeling/entanglement/Verschränkung. De sequensen hebben geen eigen individuele toestand, enkel de groep als geheel heeft een welgedefiniëerde Π_x-toestand.

Verstrengeling is collectief [NOOT 21]. Een Π-klasse is een verstrengelde superpositie van w-sequensen [NOOT 22]. Superpositie betreft een deeltje/object in twee of meerdere (quantum) toestanden. Verstrengeling betreft (de toestanden van) een verzameling deeltjes of objecten [NOOT 23]. Verstrengeling bestaat in de gemene eigenschap van éénzelfde gerichtheid [NOOT 24]. De onderscheiden spininstelling stelt de gescheidenheid in ruimte.

1.10.1. Nulspin impliceert verstrengeling [NOOT 25]. Finaal conformeert verstrengeling met nulspin als behoudswet [NOOT 26].

1.10.2. Monogamie van verstrengeling [NOOT 27] wordt overstegen door de pluraliteit der w-sequensen van een Π-klasse [NOOT 28].

1.10.2.1. Verstrengeling is polygaam bij een zwart gat (cf. infra 2.3.1. en 7.6.7.5.5.) [Sean Carrell, “Through the Wormhole”, Discovery Channel.].

1.10.3. Door de algemene nulspin is de verstrengeling steeds maximaal. Alle Π-klassen dragen een compleet e-bit van verstrengeling [NOOT 29]. Bij $\Pi_{0,5}$ vertonen de w-sequensen reeds nulspin.

1.10.4. Abstracter emergeert verstrengeling uit :

<u>α</u> Nulspin bij tegengestelde spininstellingen. Dit is een behoudswet [NOOT 30].

<u>β</u> Gemeenschappelijke oorzakelijkheid ([NOOT 31], i.c. het Π -principe.

<u>γ</u> (Sterke) correlatie bij equidifferentie, equidistantie [NOOT 32].

1.10.5. De w-spininstellingen zijn niet willekeurig (“klassiek”) gecorreleerd, doch met elkaar quantum-verstrengeld [Ciaran Lee, Nw.Sc. december 2020, pp. 60 – 65, i.v.m. polarisatierichtingen en de Bell-test.].

1.10.5.1.De w-sequensen zijn vrijheidsgraden binnen de Π-klasse. Deze spinrichtingen zijn verstrengeld in een “Orientation entanglement”, de essentie van een Π-klasse [Wikipedia 11-7-2021, lemma “spinor”, Attempts at intuitive understanding.].

1.11. Fysisch is spin een relativistisch fenomeen [NOOT 34]. Lokale ijksymmetrie genereert Π_x-spingetallen en onderdrukt de onderliggende spinrichtingen (1.9.). Infra verschijnen spin en magnetisme (1.12.8.), 1,0-limiet voor snelheid (1.13.3.3.3.), spinsnelheid (3.13.), (3.13.1.1.-2.) en de spinschaalbegrenzing (1.14.1.8.), alle discreet (1.14.1.9.). “Lokale Symmetrie impliziert immer globale, die Umkehrung gilt nicht” [NOOT 35] in verband met de lokale symmetrieën der ART en de globale der SRT. De Π-IJksymmetrie genereert Π-klassen met discrete spingetallen die gequantiseerd op de Π-schaal worden geëtst (1.8.1., 1.9.2.) [NOOT 36 en 37]. Spin en symmetrieklasse congrueren [NOOT 38]. Er geldt “spin squeezing entanglement” [Cf. Rebecca Jacobson, Phys. org, 28-9-2023.].

1.11.1. Een Π-klasse is een verzameling met de sequensen w_n als symmetrie-elementen : $\Pi_x = \{w_1, w_2, \dots, w_n\}$. Zijn vormt een symmetrieklasse van de partitie : P W , de binaire permutatiegroep. Zo geldt bij t_2 :

$\Pi_{1,0} = \{ w_1, w_2\}$;

$\Pi_{0,75} = \{ w_1, w_2, w_3, w_4\ w_5, w_6, w_7, w_8\}$;

$\Pi_{0,5} = \{ w_1, w_2, w_3, w_4\ w_5, w_6\}$.

1.11.2. In vergelijking met Π-gerichtheid is de W-verzameling een spinloos, scalair veld. Zonder voorkeursgerichtheid(-heden) is W symmetrischer. Het Π-voorschrift verbreekt deze symmetrie. De symmetriebreuk geldt aldus 2-voudig :

- de W-equiprobabilieit naar inequiprobabiliteit (infra 6.12.2.!).
- van scalair veld naar gerichtheid.

1.12. Schematisch kan de t-evolutie der Π-klassen geconstrueerd.

Voor de waarschijnlijkheden der w-sequensen $p_n = e = \frac{1}{W}$, bitlengte H enz., : cf. App. I:

t_0 (H=1, W=2) : 1) →,← | $\frac{1}{1} = 1 = \Pi_{1,0}$ | c = 2 (§1.3. - 4.) ;

t_1 (H=2, W=4) :

1) →→,←← | $= \frac{2}{2} = 1 = \Pi_{1,0}$ | c = 2

2) ←→, →← | $= \frac{1}{2} = 0,5 = \Pi_{0,5}$ | c = 2 ;

t_2 (H=4, W=16) :

1) →→→→,←←←← | $= \frac{4}{4} = 1 = \Pi_{1,0}$ | c = 2

2) →→→←,→→←→, →←→→,←→→→ | $= \frac{3}{4} = 0,75 = \Pi_{0,75}$ | c = 8
←←←→,←←→←, ←→←←,→←←←

3) →→← ←,→←→←,←→→←, ←←→→,←→←→,→←←→
| $= \frac{2}{4} = 0,5 = \Pi_{0,5}$ | c =6.

1.12.1. De waarschijnlijkheid of gewicht van een Π-klasse p(Π_x) is gelijk aan de som van de waarschijnlijkheden $p_n = e = \frac{1}{W}$ van de w-sequensen die ze omvat :

p(Π_x) = $\sum_n e_n$. Genormeerd op de unitariteit wordt dit gelijk aan het aantal w-sequensen per Π-klasse (= c) , gedeeld door het totale W-bedrag : p(Π_x) = $\frac{c}{W}$ = ce.

Er geldt $\sum_n p(\Pi)_n$ = 1. In de Π-evolutie blijft deze probabilistische unitariteit bewaard.

1.12.2. De Π-evolutie is unitair. Alle mogelijkheden worden bewaard. Geen informatie gaat verloren [NOOT 39]. “Een unitaire evolutie van een quantumsysteem behoudt de superposities” [NOOT 40].

1.12.3. Tabellarisch :

	Π-klasse	Waarschijnlijkheid p_x	ce
t_0	1,0	1,0	2e
t_1	1,0	0,5	2e
	0,5	0,5	2e
t_2	1,0	0,125	2e
	0,75	0,5	8e
	0,5	0,375	6e
t_3	1,0	0,0078125	2e
	0,875	0,0625	16e
	0,75	0,21875	56e
	0,625	0,4375	112e
	0,5	0,2734375	70e
t_4	1,0	0,0000305	2e
	0,9375	0,0004883	32e
	0,875	0,0036621	240e
	0,8125	0,0170898	1120e
	0,75	0,055542	3640e
	0,6875	0,1333008	8736e
	0,625	0,2443848	16016e
	0,5625	0,3491211	22880e
	0,5	0,19638062	12870e

	Π-klasse	Waarschijnlijkheid p_x
t_5	1,0	$4,46566 . 10^{-8}$
	0,96875	$1,49012 . 10^{-6}$
	0,9375	$2,3096 . 10^{-5}$
	0,90625	0,000002308
	0,875	0,000016744
	0,84375	0,000093772
	0,8125	0,000421978
	0,78125	0,00156735
	0,75	0,00489796
	0,71875	0,01306124
	0,6875	0,03004
	0,65625	0,0600818
	0,625	0,105143
	0,59375	0,161758
	0,5625	0,219529
	0,53125	0,2643665
	0,5	0,13994993
t_6	1,0	$1,0842 . 10^{-17}$
	0,984375	$6,9389 . 10^{-16}$
	0,96875	$2,1858 . 10^{-14}$
	...	
	0,515625	0,19267248
	0,5	0,09934675

1.12.4. Er geldt het N_{Π} -aantal Π-klassen : 1 / 2 / 3 / 5 / 9 / 17 / 33 / 65 / 129 / 257 / 513 …

1.12.5. De waarschijnlijkheid van $\Pi_{1,0}$ is een constante in de tijd : p($\Pi_{1,0}$) = 2e.

1.12.6. De waarschijnlijkheid van elke Π-klasse is een geheel veelvoud van (2e).
De Π-waarschijnlijkheid is gequantiseerd met deze basismodus : p(Π_{x}) = n2e [NOOT 41].

1.12.7. De Π-klasse draagt waarschijnlijkheid en gerichtheid alias magnitude en fase [NOOT 42].
Ze is bijgevolg vectoriëel van aard : $\vec{\Pi}_x$ [NOOT 43].

1.12.8. De (globaal) symmetrische functies $\Pi_{\mu\nu} = \Pi_{\nu\mu}$ (1.8.) houden een loodrechte spiegeling in. Niet polaire, doch axiale vectoren zijn symmetrisch of invariant onder loodrechte spiegeling [NOOT 44]. Bijgevolg is een Π-klasse een axiale vector of een antisymmetrische tensor van de tweede graad [NOOT 45]. Een axiale vector impliceert draaiing of rotatie [NOOT 46]. Spin is fysisch een intrinsieke draaiing. De gelijkstelling van Π_x –gerichtheid met spin (1.9.) beslecht de zaak [NOOT 46B] . Spin is een manifestatie van magnetisme; "magnetism is in reality a relativistic effect of electricity" , cf. 1.11. [NOOT 46C]

1.12.8.1. "Πolarization = spin angular momentum" [Chen Ting Liao, PHYSICS-APS. org, pace Google 16-3-21.].

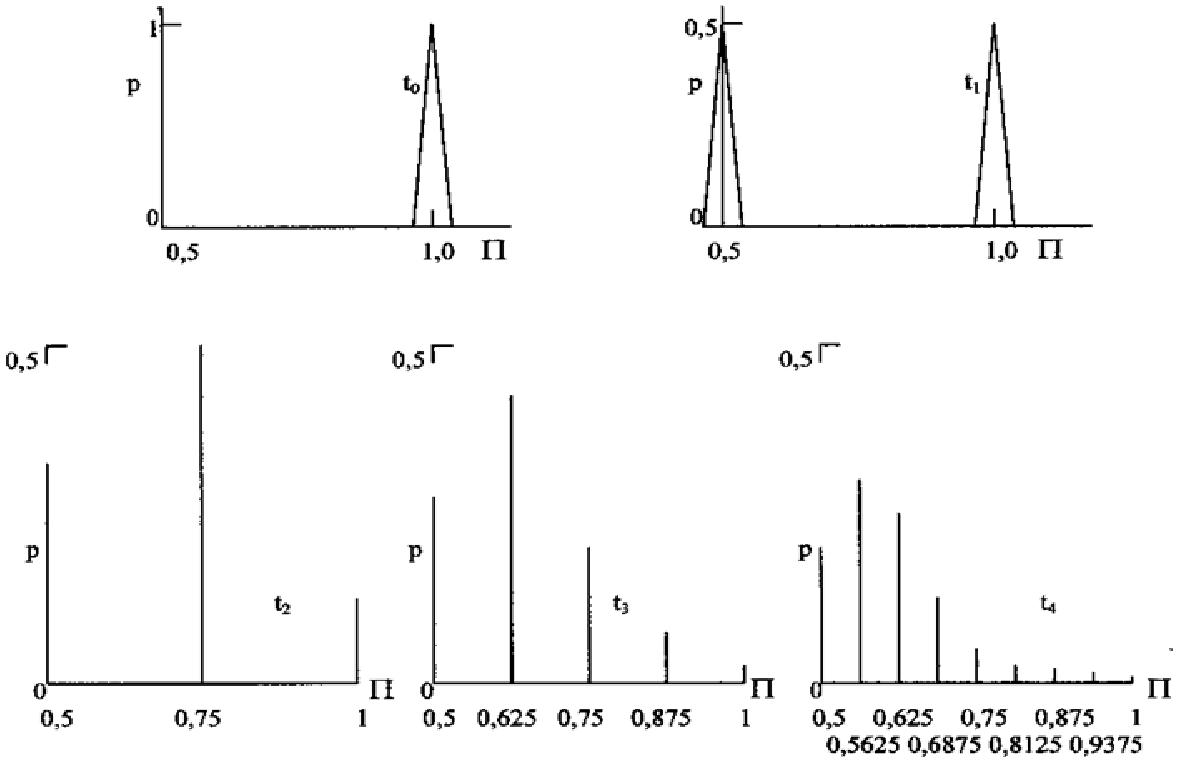
1.12.8.2. "Intrinsic spin direction (polarization) … The polarization is produced bij powerfull magnetic fields." [APOD, pace Google 1-4-2021.].

1.12.8.3. "Polarization … a signature of magnetic fields." SciTechDaily, pace Google 29-3-2021.].

1.12.8.4. "(In fact, a particular color of light can be split one more time in a different way, according to its so-called "polarization".) "[R.P. Feynmann, "QED",p. 13.]. Het Π-principe ontleedt een t-trap in een spreiding van polarisaties, een distributie van impulsmomenten (cf. 5.1. en caput 3 voor de energie per t-trap of golfpakket).

1.12.8.5. "… that every particle must be in one or another class of possible polarizations, which we call spin 0, spin 1/2, spin 1 …". " … "gravitons" (which would appear under a new category of polarizations, called "spin 2")" [R.P. Feynmann, "QED", pp. 121 en 151.]. Deze citaten beslechten de zaak : polarisatie is spinbedrag.

1.13. Per tijdstrap verschijnt grafisch op de Π -schaal :

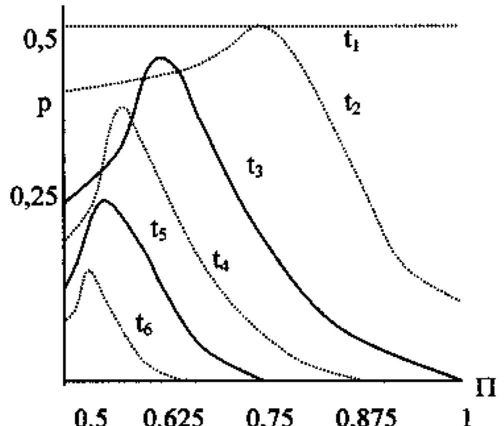


1.13.1. Het distinct patroon van welgescheiden pieken (fase-interferentie) biedt een roosterstructuur met naaldcurven. De intermediaire nulwaarschijnlijkheden isoleren de Π -klassen. Ze zijn vacuumgepolariseerd. Ipso facto vigeert confinement (1.4.). Vacuumpolarisatie is een quantumeffect [NOOT 47].

1.13.1.1. Π-klassen kunnen vergeleken met magnetische domeinen van geordende spins, gescheiden door domeinmuren.

1.13.1.1.1. Domeinmuren inhereren topologische defecten (infra1.14.-1. en 2.1.1.1.), die een symmetriebreuk bewerkstelligen. “Topological defects are formed when the symmetry of a magnetic material is disrupted. Domain walls are a type of topological defects that separate regions of different magnetic orientations.” [SciTechDaily, Nagoya University, 12-7-2021.].

1.13.2. Het verloop kan diachroon samengebracht als



1.13.3. Elke tijdstrap biedt een verschuivende Π-klasse met maximale waarschijnlijkheid of amplitude Π_A met Π-waarden: 1 / 1 / 0,75 / 0,625 / 0,5625 / 0,53125 / 0,515625 … . Π_A verschuift asymptotisch naar $\Pi_{0,5}$. Π_A -precessie refereert aan het fysische 'reshaping-effect' [NOOT 48].

1.13.3.1. Π_A-precessie is een bewijs van symmetriebreuk (1.7., App X.6.3.).

1.14. Als verstrengeling van een c-aantal w-sequensen is een Π-klasse een topologische knoop in de probabilistische eenheidslijn van het W-veld. In de t-evolutie behoudt een Π-klasse haar Π_x–spingetal. Deze is stabiel in de tijd. Dit congrueert met de topologische behoudswet, die topologische lading absoluut behoudt ondanks vervormingen [NOOT 49]. Solitonen, (composiete) monopolen en dualiteit Π-klasse /w-sequensen dienen zich aan, cf. "topologically protected Weyl nodes" [NOOT 50].

1.14.0.1. "A graph consists of a set of vertices or nodes and a set of edges that connect the two nodes" [Josep Mellor, Cantor's paradise, Google 21-11-2022.] : de equidifferente lijnstukken tussen de Π-klassen zijn de "edges" (cf. 2.4. en 4.8.2.2.1.).

1.14.1. Spin is fysisch een intrinsieke draaiing met impulsbehoud. Zij is een eigenschap van een deeltje. Spininstelling is een eigenschap van de toestand waarin het verkeert [NOOT 51]. Bij Π_x–spinbedrag conformeert topologische stabiliteit met behoud van draaiimpuls/impulsmoment in de t-evolutie [NOOT 52]. Het Π–voorschrift ageert probabilistisch als volumebehoudend naast volumevervormend [NOOT 53].

1.14.1.1. De topologische lading van een Π-klasse is de fractionele Π_x-waarde, -spingetal of gequantiseerde gerichtheid. Een Π-klasse is een topologische invariante. "Topological markers such as fractional charges" [Phys. Org. Thamarasee Jeewandara, 24-5-2021.].

1.14.1.2. Als topologische knoop is een individuele Π-klasse een soliton (in extenso 2.11.1.-2.), een solitaire puls (2.3.4.1.). Zij is de topologische fase waarin de chiraal-asymmetrische w-sequensen chirale symmetrie ondergaan (cf. 2.11.3. en 4.8.6.1.). De fase is anyonisch fractioneel (1.9.). Een soliton is links- noch rechtsdraaiend, heeft hoge links-rechtssymmetrie.

1.14.1.2.1. Het "fractional quantized Hall effect FQHE" (1.9., noten 16 – 17 : Frank Wilczek, "Anyons") met de Π-klassen als anyonen is een topologisch effect : een quantumspin-Hall toestand [Cf. Jon Cartwright, New Scientist april 2022, pp. 66 – 74.]. Deze leidt w-sequensen naar specifieke Π-klassen, gerangschikt naar spinwaarde (cf. infra 7.6.7.5.1.).

1.14.1.3. Π-klassen onderling vertonen een verschillende topologische orde. Zij commuteren niet (2.7.1.). Ze zijn ingebed in een niet-abels ijkveld. Hun fractionele spinwaarden anticommuteren (in extenso 2.7.1.); in tegenstelling tot heeltallige spinwaarden (infra 3.13.1. en 4.1.)

1.14.1.3.1. De ladingen van de Π-klassen zijn niet-commutatieve niet-abelse topologische ladingen [Cf. Qinghua Guo e.a., “Experimental observation of non-Abelian topological charges and edge states”, Nature 9-6-2021, Google 11-6-2021.] . De lading is een invariante (1.14., 1.14.1.6.1.).De ladingen kunnen vervlochten in een structuur met ‘bandgaps’ (1.13.1.1., 1.14.1.4-5.).

1.14.1.3.2. Naast discrete en gequantiseerde waarden (1.4., 1.8.-1.) is ook non-commutativiteit een quantumeigenschap (cf. infra 3.9.1. en 7.6.7.5.1.1.) [Cf. SciTechDaily 16-6-2021 : “Quantum magic squares” : “…non-commutative and thus quantum.”] .

Een genuïene Π-spinonbepaaldheidsrelatie emergeert (infra 5.1.1.) [Cf. Matteo Fadel e.a., Science-Google 16-6-2021: Spin uncertainty relation,”].

1.14.1.4. Per t-trap ordenen de Π-klassen zichzelf equidifferent (1.4.) tot een rooster of tralie van topologische knopen (cf. 2.3.4.2. en 7.6.7.5.1.1.). De constructie is scherp begrensd, ingeperkt door de Π-schaal. Er ontstaat een strikte orderelatie $\Pi_{1,0} > \cdots$ (7.6.7.5.1.).

Een Π-klasse is een topologische fase in een topologische structuur.

1.14.1.5. Temporele ordening geschiedt per t-trap in de t-evolutie (ib.). Het W-veld ontbeert zulke ordening, zodat het Π-principe ook deze symmetrie breekt (1.11.2.).

1.14.1.6. Π_{pr} verknoopt betrokken spinrichtingen in één staat van de Π-gerichtheid of spingetal. Derhalve is de Π-klasse als spin-magneet monopolair. Met fractionele topologische lading. De monopool is een topologisch soliton [Cf. Wikipedia, Google 26-1-2023 : “The ’t Hooft-Polyacov monopole is a topological soliton”; id. Heinz R. Pagels, “ Perfect symmetry”, p. 290-294.]. De Π-klasse is uniaxiaal (cf.1.12.8.).

1.14.1.6.1. Onder verwijs naar ‘spinijs’ zijn fysische artificiële magnetische monopolen mogelijk met een topologische lading “Q” [Jim Shelton, SciTechDaily 1-6-2021] : “A topological Q can be assigned to each excitation … . Topological order “. Deze ladingen zijn niet-triviaal : “Spin textures carry non-trivial topological charges, resembling magnetic Meron quasiparticles.” [Google 24-12-2014.]. De Π-klasse is een topologische invariante, cf. “Symmetry protecting topological invariants of topological phases.” [Ye Peng, Acta Physica Sinica 2020.].

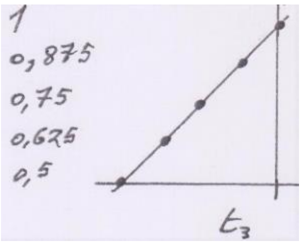
Idem “topological magnetic monopole” [EurekAlert!, AAAS, pace Google 5- en 7-7-2021.]

1.14.1.6.2. Π-klassen zijn fractionele spinmomenta (1.8.1., 1.12.8.). Π-polarisatie betreft spinpolarisatie. De continu veranderende w-spinoriëntaties (1.6) zijn ingesloten in de Π_x-momenta. De spinrichtingen combineren met de spinmomenta in de momentum-

ruimte [Cf. Paul Preuss, SciTechDaily 4-6-2021 en Jifa Tiane, Sci. Adv. 14-4-2017.].

1.14.1.6.3. "Magnetic monopoles in spin ice" [Univ. Oxford, dept. of physics, Google 30-8-2021.]. "Emergent QED in the fractionalized topological magnet known as quantum spin ice, whose magnetic monopoles set it apart from the familiar QED" [Physical Review Letters, Salvatore D. Pace e.a., Google 9-9-2021.]. "Quantum spin ice … a class of fractionalized magnets. Rather than being ordered in a simple pattern, the atomic spins fluctuate in intricate patterns. The resulting phase is characterized by the presence of magnetic charges" [Phys. org, Ingrid Fadelli, Google 1-10-2021.]. Toegepast bevestigt dit de Π-klassen als fractionele spinmomenta, i.e. magneten. Zij dragen magnetische ladingen, wat magnetische monopolen impliceert; topologisch van natuur. De w-sequensen kunnen fluctueren in de patronen van de Π_x-fasen (1.6., infra 2.12. en 4.8.1.1.1.).

1.14.1.7. De relatie tussen Π_x-getallen is lineair :



Derhalve zijn de anyonische spingetallen niet-willekeurig, doch strikt geordend (1.8.2., 1.10.5.).

1.14.1.7.1. Ruimtelijke ordening emergeert. Een discrete rij punten vormt de loci voor de equidistante Π-klassen. Het systeem breekt spontaan de continue ruimtelijke translatiesymmetrie. Enkel discrete overgangen tussen Π-klassen resteren. De fysische wet van niet-bevoorrechte punten wordt geschonden; de distinctie blijft behouden. Oneindige extensie der faseruimte wordt versneden tot regelmatige, discrete intervallen [Naar Jacob Marks, Physics World (over(tijds)kristallen), Google 2-12-2021.].

1.14.1.7.2. Binnen de restrictie van een Π-klasse echter, fluctueren de w-sequensen constant (1.5.-6.). De positie van de individuele bits is onbepaalbaar, ergo irrelevant. Er heerst non-lokaliteit (1.5., 1.5.4.). Alle configuraties zijn gelijkberechtigd en versmelten per verstrengeling in de Π-klasse (1.10.).

1.14.1.8. De spinschaal reikt van 0,5 tot 1. De spindifferentie is $|0{,}5|$. De fysische grondeenheid

van spin $\frac{h}{2}$ wordt $\frac{1}{2}$.

1.14.1.9. De anyonische spinschaal is intrinsiek discreet (1.4., 1.8.1.). Dit kan beschreven als spinresonantie met het ontstaan van "spin gaps" [Björn Miksch e.a., Science 16-4-2021, pace Google 17-4-2021.] ; m.m. met resonantie tussen frequentieniveaus (infra 3.8.-2.). Te vergelijken met "gapped QSL's" [Ib.] met Π-klassen als QSL's (infra 4.8.1.1.1.).

1.14.1.10. Premissen kunnen geherformuleerd (1.3.-5.). Het Π-principe breekt de symmetrie van het W-veld zo, dat lokaal chirale symmetrie ontstaat (1.14.1.2, 1.14.1.7.1., 1.14.2.1.,-3.). Partiële restauratie emergeert (1.7.1.). Resulteren de Π-klassen op discrete punten op de Π-schaal (1.14.1.8.). Derwijze worden fundamentele tegengestelden, - bv. →→, ←← enz. - , als w-sequensen samengevoegd tot (hadronische) Π-deeltjes (1.17.). Er blijken analogieën met fysische sterke krachten: "Proton and neutron in the nucleus should repel each other. There is a need for a new force." [Universe today, google 16-11-2021.]. In de Π-klasse heffen w-sequensen met tegengestelde spininstellingen elkaar juist op en vormen een Π_x-spinwaarde (1.8.1.1., 1.9.1.-1., 4.8.6.1.). [Cf. " Prima van de Natuurkunde, p. 110 (antiferromagnetisme) en Phys. org, Boston College, google 17-11-2021.]. " Het valse vacuum van het W-veld ondergaat een spontane symmetriebreuk. Dit leidt tot de QCD-grondtoestand van het QCD-vacuum, gevuld met gecondenseerde deeltjes (1.18.1., 2.11.). De chirale symmetrie van het W-veld is gebroken, doch kan partieel gerestaureerd tot chirale symmetrie (1.7.1., 1.14.2.)" [Naar fysisch I. Fadelli, Phys. org, 14-4-2023.] Dit vestigt het hele informatieproces.

1.14.1.10.1. Π-klassen vertonen CP-symmetrie (1.14.3.3.). Dit komt overeen met :"There is no CP-violation in the strong interaction … the strong CP problem" [Big Think, google 20-11-2021.]. Π-symmetrieën zijn verborgen symmetrieën (1.7.1.2.7.).

1.14.1.10.2. De fysische zwakke kracht schendt P-symmetrie: "The weak force violates P" [Science, google 23-10-2021.], "Die schwache Wechselwirking verletzt P-Symmetrie …" [H. Genz, o.c., p. 347.], "A chiral spin state breaks time reversal and P-symmetry." [Google 31-12-2020.]. Dit gebeurt bij overgang tussen – onderling chirale - Π-klassen (1.5.3., cf. 1.14.2.3.).

1.14.1.10.3. "… decay by flavor changing weak force" [Science 20. Com, Google 8-8-2021.]. Flavor of smaak stelt het Π_x-spinbedrag der Π-klassen (infra 1.17.-1.). Overgang tussen Π-klassen is bijgevolg "flavor changing". Vooruitblikkend kan gesteld : incorporatie van interpolaties in de t-evolutie (2.9.1.) vereist quantumsprongen tussen t-trappen of golfpakketten (3.5.2.-3.). Dit impliceert de notie'verval'.

1.14.2. Informatietheoretisch is chiraliteit/"handedness" equivalent met lading [NOOT 54]. De telkens discrete en onderscheiden spininstellingen c.q. w-sequensen kunnen gevat als elkaars (graduele) antideeltjes (1.11.). Qua spininstelling is de Π -klasse een composiet deeltje-antideeltjessysteem, een multiplet met summatieve nulspin (1.9.1.). In dit opzicht zijn w-sequensen Diracdeeltjes [NOOT 54B]. De dichotomie kan doorgetrokken naar de twee halve deelgroepen bij globale spiegeling (1.8.1.1.). Fysisch refereert dit aan mesonische quark-antiquarkbinding (cf. infra 1.17.) ; ipso facto aan hun confinement, waardoor quarks niet kunnen worden geïsoleerd [NOOT 54c]. Confinement is ook een eigenschap van w-sequensen in een Π -klasse (1.4.). De stabiliteit van de Π -klasse wordt geprononceerd.

1.14.2.1. De Π-klasse is een chiraal veld [Cf. Google 24-12-2020 : "Quasiparticles form a chiral field"] / magnetische monopool [Wikipedia, "Plasmonics", 24-12-2020.]. De w-sequensen of spinstellingen zijn chirale enantiomeren (infra 4.8.6.1.). De Π-invariantie (1.5.) stelt chirale symmetrie bij P-pariteit (1.5.3.) [Wikipedia, "Chirality", 1-1-2021: " A symmetry transformation between left and right is called parity. Invariance under P with Dirac fermions is called chiral symmetry".]. De Π-klassen vormen een ijkveld met de w-sequensen als massaloze quanta (1.7., 1.8.2.).

1.14.2.2. De Π-symmetrie stelt een geconserveerde grootte : het Π_x-spingetal. Deze behoudswet is ook over de t-as gedefinieerd. Zij geldt spatiotemporeel.

1.14.2.3. De w-sequensen compenseren elkaar in de Π-klasse tot summatieve nulspin (1.9.1.) [Cf. H. Genz, o.c., p. 325 : "Chirale Symmetrie ..., dass die Ladungssumme der Materieteilchen einer jeden Generation Null ist".]. De chirale symmetrie leidt tot isospin (1.9.1.1.) [Cf. Wikipedia 1-1-2021, "Chirality".].Quasideeltjes die een chiraal veld vormen kunnen gelijkgesteld met een (magnetische) monopool (1.14.1.6., infra 2.11.1. ff.) : de Π-klasse als topologisch soliton (1.14.1.2.) [Wikipedia 24-12-20]. Zij vat de w-sequensen in één Π-spinwaarde. Π-klassen zijn monopolen in een multipolaire t-trap (1.14.1.4.-5, infra 2.3.4.1.2. en 2.3.4.4.). Zij zijn onderling van een verschillende topologische orde (1.14.1.3.). Zij coïncideren niet. Dusdanig vertonen ze zelf chiraliteit [Cf. SciTechDaily, W.R. Brayneherd e.a., 1-6-2021 : "Emergence of chirality in artifical spin ice ... chiral order.", zie 1.14.1.6.1. voor spinijs.]. En P-symmetrie is geschonden (1.5.3.).

1.14.2.3.1. Onder verwijs naar solitons, coexisterende skyrmions en antiskyrmions annex vortices [Phys. org, Ingrid Fadelli en Phys. org, Chinese Academy of Siences (17-8-2021), Google 24-7-2022.] kan gesteld : een Π-klasse is een (op de Π-schaal) gelokaliseerde chirale

topologische spinstructuur. Haar w-componenten annihileren elkaar niet (infra 2.11.1.2.).

1.14.2.3.2. "Chirality refers to how the hexagons are angled within the lattice, between 0 and 30 degrees … the angle of kinks" [Rice University, Google 11-11-2022.] : de Π-klassen met onderscheiden Π_x-getal in het golfpakket (cf.2.7.2.). "Chirality is the breaking of reflection and inversion symmetries" [Phys. org, Tokyo Institute of Technology, Google 13-11-2022.]. Chiraliteit houdt de Π-klassen ultiem gescheiden (1.4., infra 3.12.1.).

1.14.2.3.3. Het Π-systeem kan vergeleken met "Universal parity quantum computing" [Christian Flatz, Universität Innsbruck, Phys. org 28-10-2022 ; SciTechdaily, ib., Google 19-12-2022.]. "The physical qubits encode the relative coordination between the bits rather than representing individual bits" wordt : de Π-klassen coderen de relatieve coördinatie tussen hun w-sequensen in plaats van individuele sequensen voor te stellen. In de Π-klasse geldt pariteit (1.5.3., 1.14.1.10.2., 1.14.3.3.2.). De coördinatie betreft het aspect Π-gerichtheid (1.6.1.). Er verschijnt hoog parallellisme (cf. 2.13.4. : "probabilistic computing").

1.14.2.3.4. Op het niveau der Π-klassen rijst een chiraal geïnduceerde spinwaarde selectiviteit (1.14.2.3.2.) [Cf. Clarice D. Aiello, ACS Publications, Google 28-3-2022 : chiral induced spin selectivity CISS.].

1.14.2.4. In een Π-klasse zijn alle betrokken chiraliteiten of w-sequensen equiprobabel aanwezig (1.6.). Dit stelt homochiraliteit. Resulteert nulspininstelling (1.9.1.). Bij twee chiraliteiten geldt cirkulaire polarisatie (cf. infra 4.8.6.1.-2: enantiomeren, racemisch mengsel, ambidexter) [Naar Colin Stuart, New Scientist december 2021, pp. 32 – 37.]

1.14.2.5. "The chiral world requires the lowest energy to maintain, therefore it is most stable" [SciTechdaily, University of Southern Denmark; Google 13-1-2022.]. Dit coïncideert met de onderling chirale Π-klassen (1.14.2.3., App.X.6.) uit $N_\Pi \ll W$ (1.7. en infra 1.18.1., cf.1.14.-1.).

1.14.3 Qua spinbedrag gehoorzaamt de Π-klasse de Π-invariantie met de symmetrische functies $\Pi_{\mu\nu} = \Pi_{\nu\mu}$ (1.8.,1.5.). In deeltjestaal is een Π-klasse haar eigen antideeltje. Zij is een anyonisch majoranadeeltje, dat zijn eigen antideeltje inhoudt [NOOT 55]. Dit bevestigt de stabiliteit van de Π-klasse.

1.14.3.1. Chiraliteit verschijnt ook bij massaloze chirale Majorana fermionen met niet-Abelse eigenschappen [Wang Jing, Acta Physica Sinica 2020 : " Chiral Majorana fermions … non-Abelian defects … to realize the non-Abelian quantumgate" ; Syu-You Guan e.a., Science Advances 2016 : "… Majorana bound states exhibit non-Abelian statistics"].
Het niet-Abelse karakter wordt gedeeld met anyonen. Π-klassen zijn derhalve chirale (1.14.2.3.) Majorana anyonen(cf. 4.8.2.2. i.v.m. superconductiviteit).

1.14.3.2. Majorana "zero modes" zijn zero-energie excitaties. Zij treden op " in the cores of vortices

(threads of magnetic flux (5.2.4. ff., App. IV.8. en X.4.1.)) as topological qubits" [Yi-Ting Hsu, nature.com, 22-7-2021]. Op het niveau der Π-klassen is er geen sprake van energie (of massa, 3.13.3.). Spinmagnetische Π-klassen zijn topologische knopen van w-sequensen (1.14.). Dit bevestigt Π-klassen als majoranas (cf. infra 4.8.1.1.3. en 4.8.2.2.2.).

1.14.3.3. De Π-klasse als majoranadeeltje toont CPT-symmetrie [Cf. : Wikipedia, lemma "anapole-dark matter"] : "All CPT self-conjugate particles, in particular the majorana fermion are forbidden from having any multipole moments … ."

1.14.3.3.1. C-symmetrie :" Zu jeden Teilchen gibt es ein Antiteilchen …Ladungsspiegelung." [H. Genz, o.c., pp. 344 – 347.]. De Π-klasse is zijn eigen antideeltje (1.14.3.).

1.14.3.3.2. P-symmetrie = "Mit seinem Spiegelbild identisch" [H. Genz, o.c., pp. 357]. In de Π-klasse heerst globale links-rechts-symmetrie (1.2. -5.-2; 1.14.3., 1.5.3.) naast pariteit.

1.14.3.3.3. T-symmetrie :" Wignersymmetrie houdt in dat een molecule onveranderd blijft indien alle elektronen op hetzelfde ogenblik rechtsomkeer zouden maken en in tegengestelde zin bewegen, hun eigen verleden tegemoet. De moleculaire tijd is inverteerbaar … .
De tijdsdimensie en het kenmerken van de tijd met een van de ruimte afgekeken spiegelsymmetrie …" [Arnout Ceulemans, a.c., p. 113 = 1.5.1. + noot 2.]. In de Π-klasse heerst tijdinversie per basis der globale spiegelingen (1.5.-2., 1.8.1.1.). Dit deelt het met de fysische sterke kracht [Ethan Siegel, Big Think, Google 25-10-2022 en 16-12-2022: "The strong force interaction is time-reversal symmetric, you can not tell moving forward or backward in time : QCD".].

1.14.3.4. Conformele invariantie omvat translatie, rotatie en schaling [Quanta Magazine, Google 9-7-2021; Marcel Vonk, "Zwarte gaten," p. 105 ; Martijn van Calmthout, "Het trillende Universum, pp. 70 – 71.]. Dit geldt voor de w-sequensen, die de Π-klasse construeren.
De Π-invariantie combineert translaties en globale spiegelingen als dito rotaties (1.3.-5.).
Herschaling geschiedt bij elke t-overgang, terwijl het Π_x- spingetal behouden blijft (1.12., 1.14.). "Remise à l'échelle conforme : modifie la taille, mais laisse sa forme inchangée" (cf. 1.14.3.3.3.) [Espace & Astrophysique, maart 2022, pp. 6-14.].

1.14.3.5. Enkele beschouwingen kunnen toegevoegd.

1.14.3.5.1. Majoranas kunnen ook anyonisch zijn : "… states strictly confined to their edges … majorana-fermions : neither fermion nor boson. These anyons obey non-Abelian quasiparticle statistics : carriers of information (cf. 2.7.) [Phys. org bij FLEET 28-05-2021 en Google 24-07-2021.] . Uitsluitsel wordt gegeven :"Topological quantum computing with a majorana zero mode quasiparticle, which is a type of non-Abelian anyon (cf. 4.8.1.1.3.) [DoS, Google 6-12-2021.].

1.14.3.5.2. Anyonen zijn intrinsiek topologisch van aard :" A quantum computer using anyons, -known as a topological quantumcomputer." [ScienceTechDaily, Brown University, google 13-11-2021.]. Anyonen hebben fractionele ladingen (1.14.1.1.).

1.14.3.5.3. Magnetische monopolen tonen een verband met Berry-concepten :"Topological magnetic monopole, - also known as Berry curvature -, has been found. The angle of rotation is replaced by the famous Berry phases. Berry curvature behaves like the coveted magnetic monopoles, not in real space, rather in momentum space [ScienceTechDaily by FLEET, google 10-11-2021.]. Π-klassen zijn topologische fasen (1.14.1.2., infra 2.11.3.). Zij opereren in de momentumruimte (infra 3.19.1.), alias faseruimte.

1.14.3.5.4. Ter vergelijking , in een Möbiusring roteert de polarisatie continu. " The twisting of the polarization causes a change in the phase of the light wave … Berry phase discribing the change in the phase of light, whose polarization changes as it propagates" [Matthias Fejes, Chemnitz, Phys. org, 25-12-2022.]. Dit reflecteert de gelijkstelling van Π-klasse, fase en polarisatie- of gerichtheidstoestand (1.6., noot 7 en 2.13.3. "phase digits" , cf. 1.15.2.).

1.14.4. Een majoranadeeltje is zijn eigen antideeltje. Het is een niet-Abels anyon (1.14.3.5.1.). Het is chiraal [Kyusung Hwang e.a., Nature Journal, Google 19-1-2022: "chiral Majorana edge-modes … chirality ofte non-Abelian KQSL".]. Het is een topologische quantumtoestand [Phys.org., Inst. of Science and Technology Austria, Google 21-1-2022: "Majorana fermions or topological states. It can act as a quantum bit."].

1.14.4.1. Bovenstaande kan vergeleken met Π-klassen. Een Π-klasse houdt zijn eigen antideeltje in bij $\Pi_{\mu\nu} = \Pi_{\nu\mu}$. Π-klassen zijn onderling chiraal en niet-Abels (cf. ook infra 2.7.1.). Ze zijn topologisch van natuur. De w-sequensen in een Π-klasse, -van aard niet-Abels (1.14.1.10.-1.).- , commuteren echter Abels uit ingevoerde Π-invariantie (1.5.) [Cf. Physics World, Google 18-1-2022 : "Strong force QCD is non-Abelian".]. Π-klassen zijn monopolair, daar de opposiete spininstellingen bij summatieve nulspinrichting (1.9.1.) zijn

geneutraliseerd en gevat in de Π_x- spinwaarde.

1.15. Π_x geeft de toestand der gerichtheid aan. Van een ongebroken $\Pi_{1,0}$ via de intermediairen progressief gefractioneerd tot een totaal gebroken $\Pi_{0,5}$. Rechtlijnigvlak vs. kromlijnig. $\Pi_{1,0}$ biedt zuiver unidirectionele sequensen. $\Pi_{0,5}$ homogene mengsels van oppositionele bits.

1.15.1. Begrippen als breking, kromming, buiging, recht en vlak, rotatie … hoeken zijn strikt te vatten binnen de Π -eendimensionaliteit. Ze vigeren slechts intern in de Π -klasse zoals spin een intrinsieke draaiing is. Zij determineren Π -spin. Interrelaties zijn: spin en kromming, rotatiekrachten en quantumspin, spin-baankoppeling, verborgen rotatie, spin en impulsbehoud [NOOT 56]. Een brekingsindex kan gedefinieerd als $i_\Pi = \frac{1}{\Pi_x}$. Deze stijgt van 1 tot 2.

Breking is verandering van Π -gerichtheid [NOOT 56B]; i varieert ruimtelijk.

1.15.2. "Topological units … to generate fractional states … in twisted bilayer graphene the electrons have different levels of a property known as Berry curvature, which causes each electron to experience a magnetic field tied to its particular momentum [SciTechdaily, Harvard John A. Paulson School, Google 23-12-2021.]. Zo kan naast breking ook Berry-kromming als eigenschap van een Π-klasse ingevoerd (1.14.3.5.3.). . Eveneens te definiëren als het omgekeerde van het spinhoekmoment (1.12.8.1., cf. 3.11.2.4. infra) Π_x of $k_{BERRY} = 1/\Pi_x$. Dit bestatigt de Π-klassen als topologische magnetische monopolen (1.14.1.6.1.).

De dito fractionele lading onderscheidt de Π-klassen onderling. Lading en kromming blijken geliëerd (cf. 7.1.3. voor de situatie in de ART).

1.15.2.1. "Berry curvature describes quantitavely the topological properties of energy bands…" [Phys. org, University of Warszaw, Google 17-10-2022]. "Berry curvature is an antisymmetric second-rank tensor" [Wikipedia, Google 2-9-2022.]. "Spin Berry curvature is an anti-symmetric second-rank tensor …" [Google zoekfunctie 6-1-2023.]. Dit coïncideert volledig met de definitie van een Π-klasse als antisymmetrische tensor van de tweede graad (1.12.8., cf. 2.10.0.2-3.).

"Berry curvature is a gauge invariant local manifestation of the geometric properties of the wavefunction in the parameterspace." Het Π_x-spingetal is een invariante (1.14.).

"Berry curvature emerges in inversion symmetry broken systems" [Google 2-9-2022.].

Het Π-systeem resulteert uit een symmetriebreuk (1.3., 1.7.).

1.15.3. Een (Yang) monopool creërt kromming [Phys. org, Chris Cesare, 29-6-2018, Google 25-1-2023.]. De spinruimte is gekromd. Het is een topologisch effect (cf. 7.6.3.2. voor torsie pro kromming als "relate torsion to spin").

1.15.4. Een Π-klasse is een majorana anyon; een Π-klasse als topologisch soliton is een monopool (1.14.1.6.). Anyon en monopool zijn beide topologische invarianten. Ze zijn duale beschrijvingen van een Π-klasse.

1.16. Overgang van zuivere toestand naar mengsel tekent een entropie [NOOT 57].
Een Π-klasse is een macroscopische toestand, waaraan meerdere microscopische toestanden of w-sequensen beantwoorden. Dit is degeneratie [NOOT 58]. Het Π-systeem levert twee entropiedefinities op. Primo een accumulatieve entropie, die het aantal w-sequensen van een Π-klasse aangeeft als c[e]. Deze formulering is macroscopisch. In een Π-golfpakket biedt de Π_A –klasse steeds de hoogste dergelijke entropie. Entropie houdt informatie in, daar de beschrijving van een hoogentropische Π-klasse meer w-sequensen vergt [NOOT 59]. Secundo een microscopische interpretatie der entropie als $s_x = -\Pi_x$, die de gerichtheid der Π-klasse op haar interne microstructuur terugvoert en een microscopische interpretatie der entropie levert [NOOT 60].

1.16.1. Een $\Pi_{1,0}$ –klasse biedt een totale orderelatie. Deze inhomogene ordetoestand is ver-van-evenwicht en vertoont ipso facto minimale entropie $s_{1,0} = -1$. $\Pi_{1,0}$ is als stationaire toestand de grondtoestand t.o.v. de geëxciteerde toestanden der fractionele Π-klassen.

1.16.2. Een $\Pi_{0,5}$ –klasse biedt totale wanorde. Deze homogeniteit is een evenwichtstoestand en maximaal entropisch bij $s_{0,5} = -0,5$.

1.16.3. Ook de microscopische entropie s_x is met informatie verbonden. De informatieinhoud van het laagentropische $\Pi_{1,0}$ is door de louter unidirectionele reeksen bits minimaal. Deze van het hoogentropische $\Pi_{0,5}$ daarentegen is maximaal door de oppositionele bits, die de verrassingswaarde optimaliseren [NOOT 61].

1.17. Een analogie met quarks en hadronen kan opgesteld [NOOT 62]. De nulspininstelling zij mesonisch, het Π-spinbedrag niet. Een Π-klasse is een homogene combinatie van heterogene w-sequensen. Ze is hadronisch wit [NOOT 63]. De spininstellingen der w-sequensen kunnen vergeleken met de (3) kleurladingen van quarks. De kleuren versmelten in fysische deeltjes steeds tot neutraal wit, wat tot confinement-opsluiting voert. Derhalve is kleur-color een "private" eigenschap van quarks. De Π-gerichtheid der w-sequensen is vergelijkbaar met smaak-flavour.
Deze is een "publieke" eigenschap van quarks. De smaken kentekenen de composiete deeltjes of hadronen, die uit de quarks zijn opgebouwd. Een Π-klasse als dito quantumdeeltje is het compositum met gerichtheid en netto nulspininstelling. Het Π-ijkveld (1.7.1.) wordt een chromoëlektrisch veld [NOOT 63B]. Het Π_x – bedrag is een "tensor charge, the net transverse spin of quarks in a proton" [Phys. org, US Dept. of Energy, Google 3-5-2023.].

1.17.1 Spinbedrag is : - een statisch attribuut;

- stabiel als topologische knoop en uit impulsmomentbehoud;
- een publieke eigenschap.

Spininstelling is : - een dynamisch attribuut;

- veranderlijk;
- een private eigenschap.

1.18. Fasetransitie van W-veld naar Π-systeem alsmede de contrapositie van laatste vs. de klassieke informatietheorie brengt ingrijpende consequenties teweeg.

1.18.1. De W-configuratie fungeert als vals vacuum, dat bij faseovergang spontaan collabeert naar een lagere energietoestand, - Π. Het geeft daarbij latente warmte af onder vorm van

W >> N_{Π} (1.7.) [NOOT 64]. Zo is de Π-configuratie de eigenlijke energetische grondtoestand.

Bij deze overgang ontstaat Π-gerichtheid en worden Π-collectiva gecreëerd. Het Π-voorschrift koelt W tot N_{Π} . Het belemmert de W-permutaties [NOOT 65].

1.18.1.1. Prigoginiaans zijn de w-sequensen in het W-veld “hypnonen” [NOOT 66]. In deze indifferente evenwichtstoestand gedragen ze zich incoherent als onafhankelijke deeltjes. In Π daarentegen vormen ze een coherente roosterstructuur. Ze gaan correlaties aan en vormen collectiva. De W-evenwichtstoestand blijkt singulier. Niet-evenwicht is bron van orde.

1.18.1.2. Analoog gesteld : [NOOT 67] de w-sequensen van het W-veld zijn wanordelijk georiënteerd bij hoge temperatuur in een isotrope ongebroken symmetriefase. Anderzijds de Π-configuratie, waar het gerichtheidsvoorschrift de sequensen ordent in een gebroken symmetriefase. Π-gerichtheid is richting in abstractere zin. Als symmetriebrekend veld creëert het structuur.

1.18.2. Ten gronde is de Π-verstrengeling primair t.o.v. de secundaire individuele w-sequensen van de W-verzameling (1.10.). “The entanglements are primary” [NOOT 68].

“Instead of considering particles primary and entanglement secondary, perhaps we should think about it the other way round … that relations or structures, are ontologically primary” [NOOT 69].

Verstrengeling vertoont holistische kenmerken. Dit leidt tot verlies van individualiteit bij de w-sequensen [NOOT 70] (1.10). Enkel de Π-klasse heeft welbepaalde eigenschappen (1.10.).

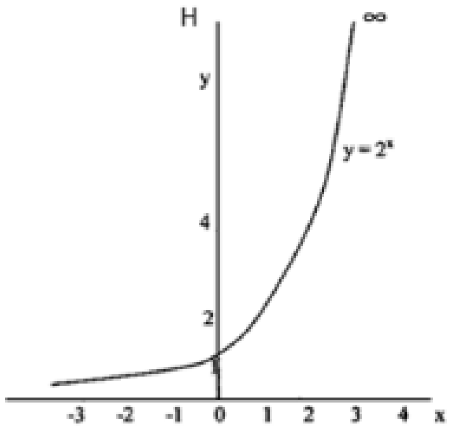
1.19. De overgang van W naar Π kan informatietheoretisch gevat. Bij verrekening van de onderscheiden waarschijnlijkheden der Π-klassen per t-trap verschijnt de Π-inequiprobabiliteit in de betreffende Shannon-entropie [NOOT 71]

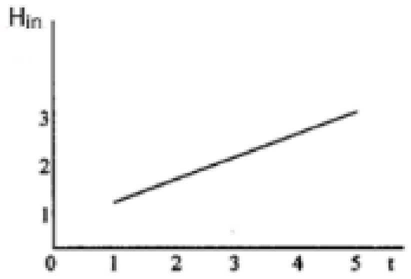
$H_{in} = \sum_{n=1}^{n=N_{\Pi}} p_n \, ld \frac{1}{p_n}$ (cfr. App.I.1.).

Waarden :

	H_{in}	H
t_0	0	1
t_1	1	2
t_2	1,4056391	4
t_3	1,8176345	8
t_4	2,2429299	16
t_5	2,6783592	32

Grafisch:





H_{in} is een stijgende entropie. Zij biedt wel een significante verlaging t.o.v. de klassieke H-entropie.

De reductie bedraagt $\frac{H_{in}}{H}$ = - / 0,5 / 0,3514098/ 0,2272043/0,1401831/0,0836987.

De exponentiële H-curve wordt een H_{in} –lineariteit.

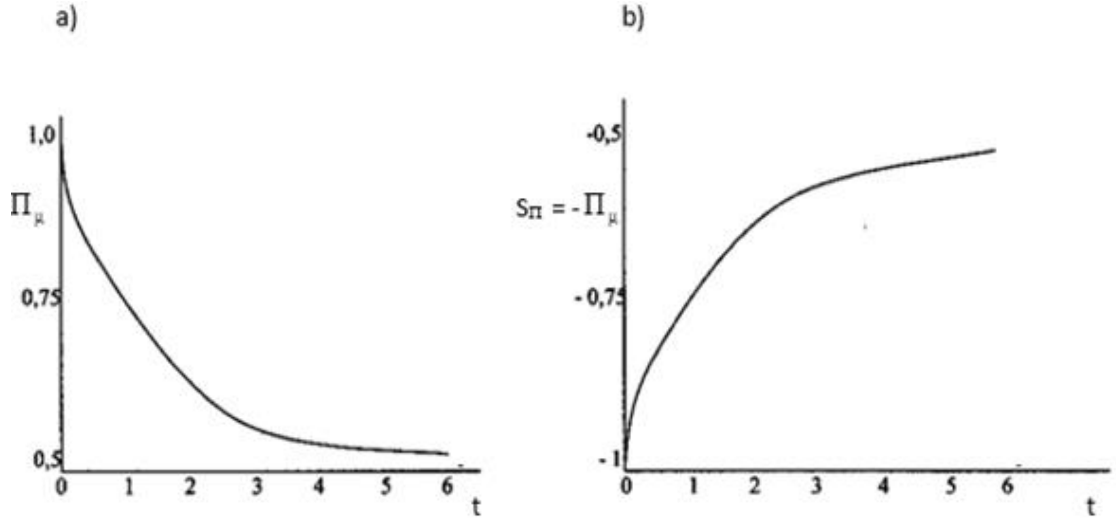
1.20. Π-gerichtheid toont een tijdsevolutie met waarschijnlijkheidsverschuiving naar $\Pi_{0,5}$. Deze is de asymptotische attractortoestand. Het betreft een evenwichtstoestand met maximale entropie (1.16.2.).

1.20.1 Sommatie van de producten van de waarschijnlijkheden der Π-klassen (p_n) met de Π-waarden van de klassen zelf (Π_n) levert :

$\Pi_{\mu} = \sum_n p_n \Pi_n$ = 1 / 0,75 / 0,6875/ 0,6367188 / 0,5981903 / 0,569975 / 0,5496734 /… .

Er gelden 0 < (p_n) ≤ 1 en $\sum_n p(\Pi_n)$ = 1 (1.12.1.). Cf. $\Phi = \sum c_n \psi_n$ (cf. 2.6., 7.6.6.5.3.) [Alonso & Finn, o.c., p. 125, I. Prigogine, noot 57, pp. 70 en 81 en P.A. Schilpp, noot 57].

Figuren :



1.20.2. Π_μ is een dichtheidsfunctionaal [NOOT 72]. Hij geeft de mate van verwijdering van het evenwicht weer. Hij is gelijk te stellen met de Boltzmann-functionaal $\mathscr{H} = \int f \log f \, dv$ [NOOT 73]. Zijn evolutie geeft de nadering tot evenwicht aan. Hij karakteriseert tevens Markov-processen met overgangswaarschijnlijkheden als schakel tussen deterministische orde en zuiver toeval .

1.20.3 Analoog met $S = -k\mathscr{H}$ verschijnt de entropie $S_\Pi = -\Pi_\mu$. Zij stijgt van (-1) tot (-0,5). S_Π levert een microscopische interpretatie der entropie, die toeneemt bij de overgang van een zuivere toestand naar een mengsel. Een zuivere toestand met één Π-klasse komt slechts voor bij t_0. De overige tijdstrappen bevatten een mengsel, een statistisch ensemble met verschillende waarschijnlijkheden. De zuivere toestand beperkt zich tot een randgeval [NOOT 74].Een willekeurig Π-pakket heeft geen welbepaalde polarisatie, doch slechts een gemiddelde polarisatie Π_μ , die overeenkomt met de gewogen superpositie van alle basisverdelingen, -i.e. Π-klassen-, waaruit ze is samengesteld [NOOT 75].

1.20.4. Deze evolutie is Π-intrinsiek. Van het hooggeordende $\Pi_{1,0}$ als begintoestand naar het ongeordende evenwicht $\Pi_{0,5}$. Laatste is de “microcanonische evenwichtsverdeling” [NOOT 76]. Er kan een ruimtelijke Π-potentiaal opgesteld. Deze is hoog bij $\Pi_{1,0}$ waar het Π-veld zwak is. Laag bij $\Pi_{0,5}$, waar het veld sterk is.

1.20.5. De toename van S_Π geeft een welbepaalde richting aan de tijd: irreversibiliteit. De tijdssymmetrie is gebroken. De tijdstrap waarop het evenwicht zich (ideëel) instelt is t_Ω .

1.20.6. De entropiewet is probabilistisch geformuleerd: S_Π is een gemiddelde. Zij wordt uitgedrukt in termen van waarschijnlijkheidsverdelingen, niet van individuele gebeurtenissen. De waarschijnlijkheidsverdeling zelf ontwikkelt zich onomkeerbaar en deterministisch.

1.20.7. De Π_μ -formule kan geherformuleerd als $\Pi_\mu = \frac{1}{2} + [\Pi_{0,5}.p(\Pi_{0,5})]$. Rechtstreeks gebaseerd op de entropie der Π-klassen (1.16.) geldt $\sum_n p_n s_n = S_\Pi = -\Pi_\mu$.

1.20.8. Met c_n als het aantal w-sequensen per Π-klasse kan Π_μ geherformuleerd als

$$\Pi_\mu = \frac{\sum_n c_n \Pi_n}{W} = \frac{2}{2}, \frac{3}{4}, \frac{11}{16}, \frac{163}{256}, \frac{39.203}{65.536}, \frac{2,2448.10^9}{2^{32}} \text{ , enz.}$$

Dit verwijst naar de thermodynamische uitdrukking der entropie $H = \frac{H_{max}}{W}$ (App. I.5.) met $\sum_n c_n \Pi_n$ als warmte(hoeveelheid) en W als absolute temperatuur. Willekeurige warmtebewegingen worden geordend. Het is een thermodynamisch geoorloofd proces, daar de interne entropie S_Π toeneemt. Orde en wanorde bestaan op verschillende niveaus.

1.20.9. Daar $W = \frac{1}{e}$ geldt ook $\Pi_\mu = e\sum_n c_n \Pi_n$ met de thermische efficiëntie e (App. I.5.).

Uit $\frac{H}{H_{max}} = e = \frac{\Pi_\mu}{\sum_n c_n \Pi_n}$ volgt dat e de evenredigheidsfactor is tussen Π_μ en het klassieke systeem (App. II.). Beide apparaten zijn structuurgelijk. H en $|\Pi_\mu|$ zijn beide thermodynamische entropieën.

1.20.10. Bij overgang van klassiek naar Π daalt de warmtehoeveelheid daar $\sum_n c_n \Pi_n \ll H_{max}$

(cfr. APP. I.8). Dit is exothermie. Er geldt $\frac{\sum_n c_n \Pi_n}{H_{max}} = \frac{\Pi_\mu}{H}$ en $\sum_n c_n \Pi_n = \frac{\Pi_\mu}{e} = W\Pi_\mu$

met de term $W\Pi_\mu$ als parallelle in Π van $WH = H_{max}$. $W\Pi_\mu$ is het analogon van het fysische product TS van temperatuur en entropie: warmte(-energie) $Q = TS$.

NOTEN

1. A. Zeilinger, Sci. Am. April 2000, pp. 32-41;p34 : “ properties such as polarization”.

1.B. De niet-lokaliteit in een Π-klasse (1.5.) heeft een fysische parallel [Sophia Chen, PHYSICS-APS.org, 10-7-2021.]. “Some materials adopt configurations that cannot be identified from local measurements, they must be examined as a Whole … . Could be detected bij global measurements of the system such as detecting the fraction of excited atoms …” (1.8. + noot15). Slechts de Π-klasse als geheel is relevant.

2. A. Ceulemans “ Over symmetrie”, Onze Alma Mater (=OAM) 1987/2, pp. 107 – 116.

3. R.P. Feynman, R.B. Leighton & M. Sands, “The Feynman Lectures on Physics” (= R. Feynman), III- 12-7, 15-1 tot 15-7.

4. Cf. Avner Shimony, Spektrum der Wissenschaft, 3/1988, pp. 78 – 85: "… gleichzeitig auf zwei verschiedenen Wegen laufen sollte … mit sich selbst interferiert"; "the waves interfered with themselves" (Philip Yam, Sci. Am. April 1995, pp. 18-19); " … the current might flow in both directions at once. The interference … standing wave …" (John Horgan, Sci. Am. May 1995, pp. 24 – 25 : over Brian D. Josephson).

4.B. Cf. Jakob Reichel, Sci. Am. Feb. 2005, pp. 32 – 39 : " … to be coherent, every atom … must go along both paths … at once/ … going both ways at once/ … a coherent version where every atom goes left and right simultaneously". Cf. Barry Van Der Meer, Kijk 10/2012, pp. 14 – 23 : " Zodoende gaat het foton door beide spleten tegelijk en interfereert het met zichzelf".

5. Anton Zeilinger, "Toeval", p 36.

6. Henning Genz, "Symmetrie-Bauplan der Natur " ("= Symmetrie"), p. 344.

7. ib., pp. 215 – 218; W. Wayt Gibbs, Sci. Am., sept. 2004 , pp. 40 - 47 : "phits (phase digits)".

8. Cf. Gerard 't Hooft, "De bouwstenen van de schepping", p. 96. Formeel wordt de spontane symmetriebreuk aldus gesteld : de Π-theorie biedt een Π-invariantie/symmetrie, die door de binaire permutatiegroep W niet wordt gerespecteerd. Cf. R. Gastmans en W. Troost in "Karakter" 40, 2012, pp. 19 – 21.

9. Cf. Frank Wilczek, Sci. Am. May 1991, pp. 24 – 31, i.c. p. 27.

10. Cf. Nick Herbert, "Quantenrealität", pp. 143 – 147, 155.

11. Cf. G. 't Hooft, o.c., pp. 83 en 88. Cf. Mario Livino, Sci. Am. Aug. 2011, pp. 60 – 63 : " … gauge symmetries … the laws of nature take the same form when we interchange electrons for neutrinos or any mix of the two. The same holds true for interchanges of other fundamental particles".

12. Cf. F. Cerulus, " Theoretische Natuurkunde" OAM, februari 1995, pp. 27 – 29 ; H. Genz, o.c., pp. 327 – 329; Heinz Pagels, "Perfect Symmetry", pp. 197- 199 en "The Cosmic Code", pp. 272 – 273. Voor 'fase' : cf. F. Wilczek, a.c., p. 26 ; W. Wayt Gibbs, Sci. Am., sept 2004 , pp. 40 – 47 : " phits (phase digits)".

13. Cf. F. Cerulus, a.c., ib.

13.B. H. Pagels, " The Cosmic Code", p 274 : " The gluons of these interactions are the quanta associated with the gauge fields".

14. Cf. H. Pagels, "the Cosmic Code", p. 274 en " Perfect Symmetry", p. 200.

15. Cf. N. Herbert, o.c., p. 136. Cf. M.Koschorreck e.a. , "Attractive and repulsive Fermi polarons in two dimensions", Nature 31-5-2012, vol.485, pp. 619 – 622 : " … the impurity concentration $\mathrm{C} = \frac{\mathrm{N}_\uparrow}{(\mathrm{N}_\uparrow+\mathrm{N}_\downarrow)}$ of the Fermigas (here $\mathrm{N}_\uparrow$ and $\mathrm{N}_\downarrow$ represent the number of spin-up and spin-down atoms)". Voor $\Pi_{0,75}$ bij t_2 geldt symmetrisch $\frac{3}{(3+1)} = 0{,}75$ en $\frac{1}{(1+3)} = 0{,}25$.

15.B. Joseph Lykken & Maria Spiropulu, "Supersymmetry and the Crisis in Physics, Sci. Am., may 2014, pp. 22 – 27, i.c. p. 25.

16. Cf. F. Wilczek, Sci. Am., may 1991, pp. 24 – 31; S. Kivelson, D.-H. Lee &S.-C.Zhang, Sci. Am., march 1996, p. 69; F. Cerulus, OAM 95/1, pp. 46 en 49; Graham P. Collins, Sci. Am., april 2006, pp. 40 – 47.

17. F. Wilczek, a.c., p. 27 : "Anyons are the basic excitations in the spectacular states of matter known as fractional quantized Hall states"; cf. Graham P. Collins, Sci. Am.,

april 2006, pp. 40 - 47, i.c. p. 42.

17.B. Cf. Graham P. Collins, "Computing with Quantum Knots", Sci. Am., pp. 40 – 47:

" the anyons must be called what is called nonabelian"

17.C. Quantummechanisch: cf. Feynman II 37-1/2 en 11/12.

18. Cf. Wolfgang Pauli, "Physik und Erkenntnistheorie", Vieweg 1984, p. 138: " Ein halbzahliger Wert der Spinquantenzahl ist immer mit antisymmetrischen Zuständen verknüpft (Ausschließungsprinzip)".

19. H. Genz, o.c., p. 331, 249 : "Die … Zustände … sind als Isospinzustände identisch, unterscheiden sich aber durch die Spineinstellungen, die in ihnen vorkommen … Isospinsymmetrie ordnet Kerne zu Familien".

20. N. Herbert, o.c., pp. 135 – 138.

21. Cf.: G.P. Collins, Sci. Am. December 2001, p. 16; M.A. Nielsen, Sci. Am. november 2002, p. 55; M. Kuhlmann, Sci. Am. august 2013, p. 5; A. Zeilinger, a.c., pp. 32 – 41 en "Toeval", pp. 90 en 220.

22. Cf. A. Zeilinger, o.c., p. 165; G.P. Collins, Sci. Am. march 2006, pp. 12 – 13: S. Ashley, Sci. Am . january 2008, pp. 30 -31 ; R. Van Der Heyden & M. Segers, Kijk 13/2011, pp. 74 – 79; D. Draulans, Knack 29 – 04 -2009, pp. 66 – 68 (over L. Vandersypen); Michael Mayer, Sci. Am. [N] 5/2009, p. 13; C.R. Monroe & D.J. Wineland, Sci. Am. August 2008, pp. 44 -51.

23. M.A. Nielsen, Sci. Am. november 2002, p. 55; Graham P. Collins, Sci. Am. december 2001, p. 16; C.R. Monroe & David J. Wineland, Sci. Am. august 2008, p. 45.

24. Cf. : A. Zeilinger, a.c., p. 38: zie NOOT 1; G. van Hal & Jim Jansen, New Scientist, oktober 2015, p.24.

25. John Gribbin, " Auf der Suche nach Schrödingers Katze", p. 232; Sabine Hossenfelder, Sci. Am., september 2015, pp. 37 – 39; Lucas Ellerbroek, "Kijk" 2/2016, pp. 56 – 61.

26. Sabine Hossenfelder, a.c.

27. ib.

28. Cf. : Joseph Polchinsky, Sci. Am. april 2015, pp. 22 – 27; D. Draulans, a.c. : " molecule met 7 atomen … de spins van alle atomen aan elkaar gekoppeld"; C.R. Monroe, R.J. Schoelkopf & M.D. Lukin, Sci. Am. may 2016, pp. 42 – 49: " When a set of qubits is entangled, a simple operation on one can affect all the other qubit states"; Seth Lloyd, Sci. Am. oct. 1995,

pp. 44 – 50: "Even stranger entangled states can be established between three qubits".

29. Cf.: M.A. Nielsen, Sci. Am. november 2002, p. 54; cf. D.Z. Albert & R. Galchen, Sci. Am. march 2009, p. 28.

30. Sabine Hossenfelder, a.c.

31. John Gribbin, o.c., p. 244; Brian Clegg, "Kwantumtheorie in 30 seconden", p. 100; Michael Brooks, New Scientist mei 2016, pp. 68 – 73.

32. Cf. (reeds) Martin C. Gutzwiller, Sci. Am. january 1992, pp. 26 -32.

34. Feynman II – 1 - 6, III – 19 -1; R.P. Feynman , " QED", pp. 121 – 122; J. Gribbin, o.c., p. 128;

K. Pierloot, Karakter 30/2010, p. 4; R. Corby Hovis & Helge Kragh, Sci. Am. may 1993, pp. 64 – 65; H. Genz, o.c., p.231; J.P. Mc Envoy & Oscar Zarate, "Quantummechanica voor beginners", p. 154.

35. H. Genz, o.c., pp. 310, 314 en 328.

36. Martin Hirsch, Heinrich Päs & Werner Porod, Sci. Am. april 2013, pp. 22 – 29 : " Handedness is a variant of electrical charge".

37. R. Corby Hovis & Helge Kragh, Sci. Am. may 1993, p. 65; Clifford A. Pickover, “Het Natuurkunde Boek”, pp. 350 – 351.

38. Wolfgang Pauli, o.c., pp. 138 – 141 : “ … Zusammenhang zwischen Spin und Symmetrieklasse”; H. Genz, o.c., p. 231.

39. Cf. C. Barcelo, S. Liberati, S. Sonego & M. Visser, Sci. Am. october 2009, pp. 23 en 25 – 26; Rémy Chauvot, Espace & Astrophysique mei 2020, pp. 30 – 39.

“La mécanique quantique exige que les probabilités soient égales à 1 ou soient “normalisables” ” (cf. infra 2.9.1.).].

40. S. Hawking & R. Penrose, “ De aard van ruimte en tijd”, p. 85. Cf. Graham P. Collins, Sci. Am. oct. ’04, p. 14: “ … (the process involving strings is intrinsically unitary). “.

41. Bij vergelijking van een Π-klasse met een staande golf (1.4.) geldt: “ The wave’s amplitude would not change smoothly, but, like electrons and other quantumentities, would leap between certain values” (John Horgan, Sci. Am. may 1995, pp . 24 – 25).

42. Cf. F. Wilczek, Sci. Am. may 1991, p. 26.

43. Spin is een vector: David D. Awschalom, Michael E. Flatté & Nitin Samarth, Sci. Am. june 2002, pp. 52 – 59.

44. S.L. Altmann, “Ørsted en het symmetrieprincipe”, OAM 90/1, pp. 59 -60.

45. Ib., p. 60.

46. Ib., pp. 56 – 57.

46.B. Ib., p. 70.

46.C. Ib., p. 67 ; Feynman II- 1-6.

47. C. Barcelo e.a., Sci. Am. october 2009, pp. 20 – 27.

48. R.Y. Chiao, P.G. Kwiat & Ae.M. Steinberg, Sci. Am. august 1993, pp. 38 – 46, i.c. p. 41; cf. Sam M. Austin & George Bertsch, Sci. Am. june 1995, pp. 62 – 67; David D. Awschalom, Michael E. Flatté & Nitin Samarth, Sci. Am. june 2002, pp. 52 – 59.

49. H.R.Pagels, “ Symmetry”, pp. 288 – 294; H. Genz, o.c., pp. 412 – 416; Martijn van Calmthout, De Morgen 10-3-2012, p. W7; Michael J. Duff, Sci. Am. february 1998, pp. 54 – 59; G.’t Hooft, o.c., pp. 223 -224; F. Wilczek, a.c., p. 27.

50. Madhusree Mukerjee, Sci. Am. january 1996, pp. 72 – 78; D.N. Spergel & N.G. Turok, Sci. Am. march 1992, pp. 36 – 43; Laura Tamassia & Antoine Van Proeyen, “Karakter” 50/2015, pp. 16 – 18.; Phys. org, Peter Reuel, Google 12-10-2023.

51. H. Genz, o.c., pp. 226 ff.

52. Cf. G. Altner, Hrsgb., “ Die Welt als offenes System: eine Kontoverse um das Werk von I. Prigogine”, Fischer Taschenbuch Verlag, F.a.M. 1984, p. 27; Roger Penrose, “De nieuwe geest van de keizer”, p. 160; H. Genz, o.c., pp. 227,231.

53. Cf. (m.m.) S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 49 ivm. de Weyltensor.

54. Zie NOOT 36.

54.B. Ib.

54.C. H. Genz, o.c., pp. 259 en 317.

55. Zie NOOT 36; Jean-Paul Keulen, Kijk 11/2012, pp. 32 – 37; Martijn van Calmthout, De Morgen 10-3-2012, p. W7; George van Hal & Jim Jansen, interview Leo Kouwenhoven, New Scientist nr. 26, oktober 2015, pp. 20 – 27; Matthew Chalmers, New Scientist, mei 2016, pp. 50 – 54.

56. B. Kanitschneider, "Das Weltbild Albert Einsteins", p. 196, NOOT 97: "Bei rotierenden Testteilchen ergibt sich eine Koppelung von Spin und Krümmung"; P. Parsons, " Einstein in 3 minuten", p. 90 met verwijzing naar Elie Cartan; D.D. Awschalom, R. Epstein & R. Hanson, Sci. Am. october 2007, p. 62; René van Helden, " Mensen zoals wij", pp. 81 – 91; J.P. Mc Envoy & O. Zarate, "Quantummechanica voor beginners", p. 97f .

56.B. Cf. m.m. Thierry Verbiest, Karakter nr. 54/2016 , pp. 2 – 3: "Lichtbreking is het verschijnsel waarbij een lichtstraal van richting verandert".

57. Cf. J. Von Neumann, aangehaald in I. Prigogine, " Vom Sein zum Werden", p. 85; P. A. Schilpp (Hrsg.), " A. Einstein als Philosoph und Naturforscher", pp. 135, 139; F. Selleri, " Die Debatte um die Quantentheorie", p. 80; P. Davies, " Blauwdruk van de kosmos", p. 175.

58. I. Prigogine, " Vom Sein zum Werden", p. 83.

59. Bruno Van Wayenburg, Kijk 4/2012, pp. 50 – 55, citeert Erik Verlinde.

60. Cf. I. Prigogine & I. Stengers, " Orde uit chaos", pp. 300 – 301; P. Davies, o.c., p. 175.

61. Erik Verlinde, pace Discovery Channel, "Through the wormhole"; cf. C.F. von Weiszäcker, " Aufbau der Physik", pp. 170 – 173; J. Speck (Hrsg.), " Handbuch wissenschaftstheoretischer Begriffe", pp. 308 – 311.

62. H. Genz, o.c., pp. 251 – 255; Dirk Draulans, Knack 8-12-2004, pp. 66 – 68 : over David Gross.

63. Cf. H. Pagels, "The Cosmic Code", pp. 277 – 278; R. Siebelink & W. Troost, " Onze Alma Mater" = OAM, 97/3, p. 363: "samenstelling van gekleurde quarks tot witte hadronen"; G. 't Hooft, o.c., p. 119.

63.B. Cf. Donald H. Weingarten, Sci. Am. Feb. 1996, pp. 104 – 108. Cf. Juan Maldacena, Sci. Am. Nov. 2005, pp. 32 – 39 : " … large numbers of colors, not just three".

64. Cf. Heinz R. Pagels, "Perfect Symmetry", p. 341; I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Eternité" p. 165; L. Krauss, " Universum uit het niets", pp. 126 ff. en 163; Michael Riordan & William A. Zaje, Sci. Am. may 2006, p. 24A : " The cosmic phase transition from the original mix of quarks and gluons into mundane protons and neutrons".

65. Cf. (m.m.) Chr. R. Monroe & D.J. Wineland, Sci. Am. august 2008, p. 46: "Laser cooling, which

drains kinetic energy … brings the ions almost to rest within the trap";
Christopher R. Monroe, Robert J. Schoelkopf & Mikhail D. Lukin, Sci. Am. may 2016, p. 46:
" Laser beams can cool the atoms until they are nearly at rest, chilling them …".

66. I. Prigogine & I. Stengers, " Dialog mit der Natur", pp. 180 en 307;
id. " Orde uit Chaos", pp. 197 en 302- 303.

67. Naar D.N. Spergel & N.G. Turok, Sci. Am. march 1992, pp. 36 – 43; cf. H. Pagels, "Perfect Symmetry",p. 321. Cf. Glenn D. Starkman & Dominik J. Schwarz, Sci. Am. august 2005, pp. 36 – 43: "… inflation … fluctuations is "statistical isotropy". That is, the CMB fluctuations neither align with any preexisting preferred directions … nor themselves collectively define a preferred direction".

68. Vlatko Vedral, Sci. Am. june 2011, pp. 20 – 25.

69. Meinard Kuhlmann, Sci. Am. august 2013, pp. 32 – 39.

70. Ib.

71. J. Speck (Hrsg.), " Handbuch wissenschaftstheorethischer Begriffe", pp. 308 – 311.

72. Cf. K. Pierloot, Karakter 30/2010, p. 5 : "theoreem van Hohenberg-Kohn"; S. Hawking en R. Penrose, o.c., p. 88: " dichtheidsmatrix"; I. Prigogine, o.c. III, p. 81: "dichtheidsoperator"; P.A. Schilpp (Hrsg.), " Albert Einstein als Philosoph und Naturforscher", p. 135; Gennady Gorelik, Sci. Am. august 1997, pp. 52 – 57 over Lev Landau: " density matrix … dealing with mixed quantum states; C.F. von Weiszäcker, "Aufbau der Physik", p. 531.

73. I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Eternité" p. 89 – 91 en "Orde uit Chaos", pp. 253 ff.

74. I. Prigogine & I. Stengers, " Orde uit Chaos" p. 287*.

75. Ib.

76. I. Prigogine, " Vom Sein zum Werden", p. 264: " Auf dieser Stufe hat das System seine (mikrokanonische) Gleichgewichtsverteilung erreicht".

2. De geschaalde schemata van Π-klassen (1.13.) houden per t-trap een Π-golfpakket of Π-quantumveld in. Wegens de amplitude-maat p(Π_x) gaat het om waarschijnlijkheidsgolven. De Π-klassen zijn de quanta of deeltjes van het Π-quantumveld. De probabilistische unitariteit (1.12.1.-2.) is het numeriek bewijs van niet-collaps van het Π-golfpakket per t-trap.

2.0.1. Een Π-golfpakket φ_x is een getallenfunctie in grafiekvorm met naaldcurven als componenten (1.13.1.). Als sequens van vectoren $\overrightarrow{\Pi_n}$ is ze een tensor van stijgende graad en kan als matrix genoteerd (1.8.).

2.1. De disjuncte naaldcurven met tussenliggende nulwaarschijnlijkheid illustreren de vacuumpolarisatie en het confinement (1.8.1.,1.13.1.). Het golfpakket vormt geen continu, doch een discreet lijnenspectrum, kenmerkend, per t-trap [NOOT 1]. Er verschijnen gerichtheidsintervallen tussen de vaste spinwaarden [NOOT 2]. Bij vergelijking met fysisch discrete energieniveaus zijn dit 'bandgaps', restrictief met toegelaten en verboden domeinen [NOOT 3]. Π-klassen zijn massaloze gerichtheidsquanta, i.c. gelokaliseerde spindeeltjes; spin is gequantiseerd [NOOT 5].

2.2 Het is energetisch gunstiger, het 'valse' vacuum der W-configuratie te vullen met Π-deeltjes dan ze strikt leeg te houden [NOOT 6] (1.7.,1.18.1.). De gecorreleerde Π-ordening is dusdanig verplichtend tegenover onopgelijnde subdeeltjes of w-sequensen [NOOT 7]. De verzameling van deeltjes vormt een golvend patroon [NOOT 8]. Er stelt zich weerom dualiteit tussen elementen en composita (1.14.).

2.3. Het golfpakket kan getransponeerd naar een collectieve oscillatie of dichtheidsgolf van w-sequensen, fysisch m.m. vergelijkbaar met "plasmonen" [NOOT 10]; alias een topologische ladingsdichtheidsgolf. Als coherente relatie tussen Π-klassen bij strikte opvolging op de Π-schaal geijkt (1.4.1.7., 1.14.1.8.- 9.) is het een magnon [N.4.]. Het vormt een spingolf/'spinwave', een oscillatie van spins [NOOT 9]. Het Π-golfpakket vormt een spinnetwerk, een structuur met aparte segmenten, verbonden door knopen , i.c. het N_Π - aantal Π-klassen als verknoping van w-sequensen (1.14.). Deze knopen zijn verstrengeld in het golfpakket, dat deze als deeltjes bevat [NOOT 11]. Er emergeert golf-deeltjesdualiteit [NOOT 12], incluis het Π-golfpakket als quasideeltje.

2.3.0.1. Vooruitblikkend naar caput 3 kan reeds gesteld : een magnon is een bosondeeltje met spin 1, energie en effectieve massa (3.13.3.) [N.4.]. Magnonen zijn de fundamentele excitaties van magneten [Phys. org, Google 7-9-2021.]. Ze hebben een topologische oorsprong:"topologically driven spin excitations" [SciTechDaily, Rice Univ, Google 26-9-2021.].

2.3.0.2. “Collective excitations in spin-ordered systems or spin waves or magnons have been proved to transmit spin angular momentum over a long distance only by the adjacent coupling between local spins … . Magnons to serve as an ideal carrier for transmitting, storing and processing spin information” [Phys. org, Zhang Nannan, Chinese Academy of Sciences, Google 9-10-21.]. De Π_x-waarden zijn de spinhoekmomenten der Π-klassen (1.14.1.6.2.-3.). Tussen adjacente klassen worden de spin-equidifferenties (1.8.1.) door successieve omklapping (infra 2.10.) van telkens 1 lokale spiegeling (1.4.) overgebracht doorheen de spinorde van het magnon-golfpakket.

2.3.0.3.”Magnons are weakly interacting quasiparticles obeying Bose-Einstein statistics” [Wikipedia, Google 8-4-2022]. Magnonen kunnen Bose-Einstein gecondenseerd (cf. infra 7.6.6.3.1.) [Ib].

2.3.0.4. “Linearly polarized light is achiral. Circularly polarized light or Vortex beams are chiral. Standard Spin waves [/Magnons] and also phonons … have the symmetry of polarized light, so they are achiral” [Nature communications, S.W.Cheong & X. Xu, 10-4-2022; fonons, zie 3.13.1.3.]. Er kan m.m. vergeleken : een Π-klasse is circulair gepolariseerd en chiraal, het golfpakket als magnon is lineair gepolariseerd en achiraal.

2.3.0.4.1. Het multipolaire golfpakket omvat onderscheiden amplitudes, de magnitudes der Π-klassen. Lineariteit van een magnon en de cirkulair gepolariseerde Π-klassen kunnen gecombineerd tot elliptische polarisatie [Wikipedia, Google 13-1-2023; Prisma van de Natuurkunde, pp. 105 en 133.].

2.3.0.5. De spingolf kan beschreven als een “charge density wave” CDW [Cf. Science Advances, Rina Tarzai e.a., 8-4-2022 : “quantized spin waves … attraction by quantum interference” ; Physics World, 24-4-2022 : “wave-like patterns of higher and lower electron density”.]. Dit op een dubbele wijze : als dichtheidsverdeling van het W-aantal w-sequensen of als verdeling van topologische lading o.v.v. Π-klassen. De ordening resulteert uit quantuminterferentie binnen het golfpakket (cf. 1.5.2.).

2.3.1. Er herverschijnt verstrengeling (1.10.) in connectie met topologische knopen (1.14.). De Π-klassen zijn verstrengeld in het Π-golfpakket en vormen knopen zo in het golfpakket als ipso facto in de probabilistische eenheidslijn (1.14.). “Het gehele verknoopte systeem” [NOOT 13]. De verstrengeling beantwoordt aan de gestelde voorwaarden (1.10.4.) :

α - sommatie van de nulspininstellingen der Π-klassen resulteert in nulspininstelling van het omvattende Π-golfpakket;

β - het Π-principe stelt insgelijks de gemeenschappelijke oorzakelijkheid;

γ - sterke correlatie volgt uit equidistantie (1.8.1., App III), die op de Π-schaal van het golfpakket als golflengte emergeert [NOOT 14].;

δ - de verbonden waarschijnlijkheden verlopen conform (1.10.);

ε - de 'bandgaps' stellen de ruimtelijke gescheidenheid (1.10.). De equidistantie houdt automatisch de Π-klassen van elkaar verwijderd [NOOT 15].

2.3.2. Ook hier geldt primauteit van verstrengeling t.o.v. de individuele Π-klassen (cf. 1.18.2.). De inhet golfpakket gerelateerde Π- waarden zijn complementair, i.e. verstrengeld. Totaal opposiet bij t_1 tussen $\Pi_{1,0}$ en $\Pi_{0,5}$ (2.3.1.δ) geldt dit evenzo de additionele klassen.

Als leden van een verstrengeling hebben de Π-klassen geen individuele toestand (cf. 1.10.) [NOOT 16]. Enkel de onverbrekelijke samenhang met de andere deeltjes vormt het zelfstandig quantumsysteem van het golfpakket [NOOT 17].

2.3.2.1. Verstrengeling kan fysisch meer dan 2 deeltjes omvatten (cf. 1.10.2.-1.) [IEEE SPECTRUM, by Neil Savage : Yijie Shen & Andrew Forbes, pace Google 28-4-2021.]. "The group's method can entangle a potentially infinite number of pathways with one [laser] beam." "The properties are pathways that groups of photons follow within the laser beam. It's one coherent beam, but following many trajectories in space. Each of these trajectories is a degree of freedom … can encode information on those degrees of freedom by assigning each a different value." Zo voor w-sequensen in de groep der Π-klasse (1.11.1.) als voor Π-klassen in het coherent golfpakket (2.6.1.-2.).

2.3.2.2. Als anyonen zijn Π-klassen niet isoleerbaar in het golfpakket : "Anyons unlike ordinary elementary particles scientists will never be able to isolate one from the systeem where it forms." [Frank Wilczek, pace Google 24-2-2021.]. "… only observable as a result of the collective behavior of other particles … a collective quantum state."

Dit stelt confinement (1.14.2., 2.7.1., 2.8.).

2.3.3. Verstrengeling van de w-sequensen verbindt onderscheiden spininstellingen in de spinwaarde van de Π-klasse. Verstrengeling van Π-klassen verbindt spinwaarden in de complementariteit van het golfpakket, die de Π-schaal vol maakt [NOOT 18].

2.3.4. "… the electrons exist in a ghostly superposition of states so that they are spin-up and spin-down at the same time. Since the two electrons entangled, the information concerning their spin states is given by a wave function similar to Ψ= (A spin-up and

B spin-down) + (A spin-down and B spin-up)" [Manjit Kumar, "Quantum", pp. 343 – 344]; "elke toestand van de spin van het elektron is een lineaire superpositie van de twee orthogonale toestanden |→> en |←> , dat wil zeggen van rechts en links … : |→> = |↑> + |↓> en |←> = |↑> - |↓> . " [R. Penrose, o.c., p. 258] ; " … de toestandsvector als een superpositie van mogelijkheden:

| Ψ > = { |links hier> |rechts daar> - |rechts hier> |links daar>} / $\sqrt{2}$ " [S. Hawking – R. Penrose, o.c., pp. 88 – 89]. De citaten betreffen spininstellingen. Ze kunnen rechtstreeks toegepast op de notatie van een Π-klasse als e.g. $\Pi_{3,1;1,3}$ of $\Pi_{0,75;0,25/0,25;0,75}$ (1.8.) met twee halve deelgroepen van w-sequensen (1.8.1.1.).

2.3.4.1. Een Π-klasse, die als spinwaarde w-sequensen als spininstellingen omvat, houdt bijgevolg op zich een golffunctie alias een golfpakket in [Cf. Franco Selleri, " Die Debatte um die Quantumtheorie", p. 82: "Die Wellenfunktion des Neutrons ist deshalb keine ebene Welle, sondern ein Wellenpaket ."] . Een Π-klasse is een puls (cf. 1.13.1.), die equiprobabele w-sequensen tegelijk in fase neemt(1.5.2., 1.7.1.) [Cf. John Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. Sept. 2000, pp. 54 – 61 : " When many … modes oscillate in precise synchrony, they add up to produce an intense pulse … many modes must be locked together in phase"; Nick Herbert, o.c., pp. 156 – 158 (ivm. Feynman's padintegraalmethode : "…, daß alle Pfade gleich wichtig seien… jedem Pfad den gleichen Betrag derAmplitude zuschreibt … alle Pfade auf einmal einschlagen … diese Pfade besitzen Phasen, die sich wellenartig addieren … Elektronen haben Phasen"].

Een Π-klasse heeft fase.

2.3.4.1.1. Onder verwijs naar de Π-klasse als soliton (1.14.1.2., 2.11.1.-2.), cf. "Dissipative Kerr solitons are self-organized wave packets" [Nature 28-5-21, Zhizhou Lu e.a.].

2.3.4.1.2. Ipso modo zijn Π-klassen monopolen in een multipolair golfpakket (1.14.1.6., infra 2.3.4.4.).

2.3.4.2. Π-klassen fungeren op hun beurt bij fase-interferentie als equidistante pulsen in de faseruimte van het Π-golfpakket (1.13.1., infra 2.7.) [Cf. John Mark Hopkins & Wilson Sibbett, a.c.: A periodic sequence of pulses emerges … when swinging in synchrony at regular intervals, they produce a sequence of equally spaced chords."]. Op één lijn gebracht

ontstaat een roostermodel [Cf. F. Cerulus, OAM 95/1, pp. 38 - 41 ivm. de modellen van Lenz-Ising-Onsager]. Het Π-rooster evolueert in de tijd. Door zelforganisatie ontstaan geordende patronen in ruimte en tijd, een coöperatief fenomeen. De (gelijke) waarschijnlijkheden van de totaliteit der w-sequensen concentreren zich op de welbepaalde configuraties der Π-klassen : het golfpakket [Cf. ib. en Paul Davies, "Blauwdruk van de Kosmos", pp. 76 -81 ivm. cellulaire automata].

2.3.4.2.1. Het 2-spleten experiment is weer van toepassing zoals voor w-sequensen in de Π-klasse (1.5.2.0.1.). Kennis van één Π-klasse leidt tot collaps van het golfpakket. Het golfpakket als interferentiepatroon verdwijnt. Het golfpakket als deeltje, de Π-klassen als spleten.

2.3.4.3. Een Π-klasse als zuiver golfpakket op zich is op de Π-schaal "een scherpe piekwaarde, waarbij alle amplituden nul zijn, behalve bij de x-waarde zelf", echter met een eindige waarschijnlijkheidswaarde p_x [R. Penrose, o.c., pp. 239 – 240 ivm. (Dirac-) deltafuncties]. De bijhorende dichtheidsmatrix luidt { 0,5 ($\Pi_{0,75;0,25}$)+ 0,5 ($\Pi_{0,25;0,75}$)} ; kort op de waarschijnlijkheden der w-sequensen op de eenheid genormeerd en de Π_x - waarde genomen verschijnt $\sum_n \{p(w_n)\}\Pi_x \equiv \Pi_x$ (1.6., cf. infra 6.11.3.). Het Π-golfpakket geldt de beschreven schemata (1.13.). De bijhorende dichtheidsmatrix is de Π_μ -dichtsheidsfunctionaal (1.20. – 1.) [Cf. S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 88 – 89 en I. Prigogine, "Vom Sein zum Werden, p.84]. Ergo is deze termgetrouw een gewogen superpositie van verscheidene golffuncties [Ib. pp. 80 – 81].

2.3.4.4. Het Π-golfpakket kan geduid als multipool naargelang het aantal pulsen [Cf. Glenn D. Starkman & Dominik J. Schwarz, Sci.Am. aug. 2005, pp. 36 – 43]. Dan geldt schema t_0 (1.13.) als monopool met één Π-klasse, t_1 als dipool, t_2 als tripool enz. Multipolen dragen zowel intensiteit alias waarschijnlijkheid als directionele informatie (cf. 1.12.7.); de amplitude daalt bij hogere graad. De pulsen zijn equidistant bij verschuivingssymetrie [Ib.; H. Genz, o.c., pp. 59 – 60].De termen mono- , di-, quadru-, octo-pool slaan in het Π-systeem niet op het aantal pulsen, doch op de sommatie van successief geaddeerde golflengten. Ergo 1 bij t_0, 2 bij t_1(de vorige buiten en de actuele op

de Π-schaal), 4 bij t_2 (1 van t_0 , 1 van t_1 en de 2 vigerende binnen de schaal (cf.1.8.1.))

enz. Zo ontstaat op natuurlijke wijze de binaire additieve rij 1 – 2 – 4 – 8 ... = H

(I.1. en I.8., App. I). Als golfgetal is H het omgekeerde van de golflengte λ(infra 3.1.1.).

2.3.4.5. Π-invariantie ijkt w-sequensen ononderscheidbaar in de Π-klasse (1.7.1.). Zij nemen dezelfde toestand aan. De bij Π-voorschrift toegestane permutaties binnen een Π-klasse wijzigen haar golffunctie niet. De uitgesloten lokale spiegeling tussen disjuncte Π-klassen wel [Cf. I. Prigogine, "Vom Sein zum Werden", pp. 77 – 78 ivm. quantumstatistieken].

2.4. Analoog kan gesteld [NOOT 19]: het Π-golfpakket heeft de structuur van een complex netwerk als verzameling van onderling verbonden elementen, i.c. de Π-klassen (cf. 1.11.1. voor de Π-klasse als verzameling van sequensen als elementen). Als graaf (1.13.,2.0.1.) is het golfpakket een verzameling van knopen, waartussen op bepaalde plaatsen verbindingen bestaan. Een statistische eigenschap van het netwerk is, dat de kansverdeling ervan een (machts)wet volgt. De kans dat een knoop verbonden is met k andere knopen is gelijk aan $\frac{1}{k\gamma}$, waarbij γ gelijk is aan 2 (en niet "evenredig met" annex "ongeveer gelijk aan"), daar het golfpakket niet schaalvrij, doch schaalinvariant is (cf. infra 2.7.).

Bij toepassing van de formule $\frac{1}{k\gamma}$ met k als aantal knopen/Π-klassen min één, waarmee een willekeurige klasse in het golfpakket verbonden is, wordt gevonden:

t_0: /

$t_1 : \frac{1}{1.2} = 0{,}5$

$t_2 : \frac{1}{2.2} = 0{,}25$

$t_3 : \frac{1}{4.2} = 0{,}125$

$t_4 : \frac{1}{8.2} = 0{,}0625$

$t_5 : \frac{1}{16.2} = 0{,}03125$

$t_6 : \frac{1}{32.2} = 0{,}015625$

De bekomen getalwaarden coïncideren perfect met de waarden van de equidistantie alias golflengte λ (1.8.1., 2.3.1.γ). Dit bewijst numeriek de correlatie(lengte) tussen equivalente Π-klassen als elementen van het golfpakket. Zij neemt exponentieel af in de t-evolutie naar $\lambda = 2^{-x}$ (cf. App I.1.)

2.5. Het Π-quantumveld is een anyonisch spinveld of anyonencondensaat met bosonisch $\Pi_{1,0}$ en fermionisch $\Pi_{0,5}$ als limietgevallen (1.9.).

2.5.1. Bovenstaande heeft een fysische analogon [Vanessa Bismuth, university of Cambridge, Phys. org; cf. Phys. org, Brown university, 26-10-2021; pace Google 10-2.2022.].
Mutating quantum particles, either fermion or boson : that one can behave as the other as they move from one place to another. Quantum walk of identical particles that can change their fundamental character by simply hopping across a domain wall in a 1-D lattice. … Applying an effective magnetic field that varies in space and with the particle density, it is possible to coax the same particles to behave as bosons in one region and as (pseudo)fermions in another. … Certain 2-D materials have been found to host particle-like excitations that are in between bosons and fermions, -called anyons. … How one can juxtapose bosonic, fermionic and even "anyonic" spatial domains in the same physical system. …Many-body effect. …These variable particles show interferences". Dit is een perfecte match met het Π-quantumveld. Domeinmuren, die de Π-klassen ruimtelijk scheiden en per translatie verbinden (1.13.1.1., infra 2.9.). Interferentie tussen de klassen (2.6). Boson, anyonen en fermion zijn gejuxtaposeerd in het golfpakket.
Many-body localisatie (infra 5.2.0.2.4.) van Π-klassen (1.14.1.7.1.).

2.6. De waarschijnlijkheden p_n van de dichtheidsfuntionaal Π_μ (1.20. ff.) kunnen gevat als waarschijnlijkheidsamplituden. Een probabilistische kwadraatmodulus p_n^2 , - alias $|\Pi_\mu|^2$ - , kan opgesteld. Zo bij t_0 als $1^2 = 1$ en als $c^2 = (a + b)^2 = a^2 + b^2 + 2ab$ enz. bij hogere t-trappen. De term (2ab) = 0 / 0,5 / 0,59375 / 0, 6820068 enz. is de correctie- of interferentieterm. Hij geeft de (quantum)interferentie tussen de (quantummechanische) alternatieven aan [NOOT 20], i.c. de toenemende constructieve interferentie tussen de Π-klassen. Interferentie wijst op superpositie (1.6.). $|\Pi_\mu|^2 = 1$ is een constante in de t-evolutie en echoot de probabilistische unitariteit (1.12.1,2.).

2.6.1. Het Π-golfpakket is een superpositie van het Π-spinveld tussen $\Pi_{1,0}$ en $\Pi_{0,5}$.
Het golfpakket φ is een quasideeltje(2.3.) met twee quantumspintoestanden.
Deze toestanden worden gesuperponeerd tot intermediaire Π-klassen [NOOT 21] met een in potentie oneindige verzameling anyonen [NOOT 22]. De equidistantie waarborgt discrete quantisering bij Π-voorschrift (1.3.-4.); zij is een (Fourier-)vereiste voor een coherente superpositie [NOOT 23]; de coherentie geldt per t-trap (2.) . In de tijdsgetrapte evolutie wordt de superpositie gradueel gefaseerd. De superpositie is gewogen:
de onderscheiden waarschijnlijkheden der Π-klassen hangen per t-trap samen met hun onderlinge gerichtheidsdifferenties $(\Delta\Pi)_n$ [NOOT 24]. Er geldt het lineaire quantumsuperpositieprincipe [NOOT 25].

2.6.2. Interferentie (cf. 1.5.2.) combineert de Π-klassen tot een patroon van naaldcurven en vacua (2.1.), van hoge en lage amplituden. Er ontstaat een coherent, geordend golfpakket. Het houdt redistributie van w-sequensen naargelang Π-gerichtheid in (cf. 2.2 en NOOT 6) [NOOT 26].

2.6.3. Een Π-golfpakket is een verstrengelde superpositie van Π-klassen [NOOT 27], - zoals geldt tussen Π-klassen en w-sequensen (1.10.). De twee organisatieniveaus vertonen isomorfie, het Π-systeem zelf hiërarchische opbouw (1.1.). Π_A -precessie (1.13.3.) in het golfpakket coïncideert per t-overgang met emergerende Π-klassen. De superpositietoestand van elke klasse en deze van het golfpakket valideren deze beweging [NOOT 27 B]. Precessie is een manifestatie van spin-baankoppeling [NOOT 27 C].

2.6.4. "Entanglement between 2 qubits is considered maximized when the qubits are said to be in "Bell states""[Phys. org, Oak Ridge National Laboratory, Google 3-2-2022]. "The Bell states are four specific maximally entangled quantum states of 2 qubits. They are in a superposition of 0 and 1. … Bell states form a maximally entangled basis, known as the Bell basis, of the fourdimensional Hilbert space for two qubits." [Wikipedia, pace Google 6-3-2022]. Dit kan onverkort toegepast op de t_0-toestand van 1 bit met 2 equiprobabele w-sequensen, die maximaal verstrengeld zijn (1.10.-3.) en gesuperponeerd (1.6.); ergo Bell-toestanden. Zij vormen de Bell-basis van een tweedimensionale Hilbertruimte bij W=2 (1.12.). Hier vallen $\Pi_{1,0}$-klasse en golfpakket φ_0 samen.

2.6.4.1. Bij hogere t-trappen wordt het W-aantal w-sequensen in deelgroepen ontleed : de onderscheiden Π-klassen met een onderscheiden c-aantal w-sequensen (1.3.). Maximale verstrengeling vigeert exclusief bij equiprobabele waarschijnlijkheden [Phys. org, The Henryk Niewodniczańsky Institute of nuclear physics, Polish Academy of Sciences, Google 19-3-2022]. Dit includeert enkel de t_1-toestand. Ergo zijn de inequiprobabele Π-klassen niet maximaal verstrengeld in het Π-golfpakket. De betrokken w-sequensen incluis hun gelijke waarschijnlijkheid 1/c (1.6.) kunnen m.m. vergeleken met basisvectoren; een Π-klasse met een toestandsvector, een quantumtoestand [R. Penrose, o.c., p. 254].
De c-aantal w-sequensen van een Π-klasse zijn deelgroepen van de omvattende permutatiegroep (1.4.). Zij constitueren op zich een maximaal verstrengelde Bell-toestand. Zij vormen een Bell-basis van een c-dimensionale Hilbertruimte.

2.6.4.2. De opdeling in Π-klassen vestigt een discrete ruimtestructuur, - niet willekeurig of continu (1.4., 1.9., 2.4., 2.6.1.) - , een vereiste der informatie-orde (cf. de tijdscomponent , 4.6.1.). Deze emergerende ruimtelijkheid is systeem-intrinsiek.

2.6.4.3. Het onderscheid tussen verstrengeling van Π-klassen in het golfpakket en van w-sequensen in een Π-klasse kan gedefiniëerd: "to distinguish between separable and maximally entangled quantum states" [Nature, Michele Spagnolo e.a., Google 27-3-2022]. De Π-klassen zijn gescheid en en observabel in het golfpakket, doch niet isoleerbaar wegens confinement (2.3.2.2., 2.7.).

2.7. Ijkinvariantie kan gedetermineerd.

- Gerichtheid van de Π-klasse is de fase (1.7.1.).
- Fase, - alias ruimtelijke Π-potentiaal (1.20.4.) -, is plaatsafhankelijk ([NOOT 28].
- Het Π-golfpakket is een faseveld.
- Het faseverschil bedraagt telkens één lokale transformatie (1.4.).
- Het faseverschil, - alias potentiaalverschil - , is plaatsonafhankelijk [NOOT 29].
- Behoud van globale interne symmetrie van het golfpakket, - i.e. equivalentie der Π- klassen als golfcomponenten in het golfpakket (2.4.)-, vereist fase-invariantie.
- Het faseverschil is equidifferent; het komt overeen met equidistantie op de Π-schaal (1.8.1.).
- Het Π-golfpakket als faseveld en de invariante equidifferentie bewerken een lokaal ijkveld [NOOT 30].
- De equidistanties wisselen de faseverschillen uit; als interacties zijn ze de "gluonen" of quanta van het nieuwe ijkveld (cf. 1.7.1.,1.9.2.,2.4.) [NOOT 31].
- De Π-klassen zijn in het golfpakket op de Π-schaal geijkt; ipso facto zijn ze erin opgesloten; dit is confinement (cf. 1.4.) bij verborgen symmetrie [NOOT 32].
- De ijksymmetrie is schaalinvariant [NOOT 33].

2.7.0.1. Het bepalen van de equidistantie λ (2.4.), - an sich de onderscheidende ene lokale spiegeling (1.4.) - , is onafhankelijk van de positie in het golfpakket, waar deze tussen aanliggende Π-klassen gemeten wordt. Dit stelt ijksymmetrie (noot 29).

2.7.0.2. Equidistantie compenseert voor de inequiprobabiliteit en spindifferenties der Π-klassen in het golfpakket. Het betreft een lokale ijksymmetrie. Deze is inherent aan het golfpakket op de Π-schaal. Het golfpakket stelt de invariante. Dusdanig geldt algemeenrelativistische lokale symmetrie (cf. infra 7.6.3.).

2.7.0.3. De equidistantie combineert ijksymmetrie met schaalinvariantie.

2.7.1. Daar Π-klassen anyonisch niet commuteren (1.9.) dient het ijkveld lokaal niet-Abels te zijn [NOOT 34]. Commuterende w-sequensen (1.7.1.) en antikommuterende Π-klassen duiden op het Π-systeem met een Abelse en een niet-Abelse component [NOOT 35].
De ijksymmetrieën en confinement op twee onderscheiden niveaus, - klasse en golfpakket-, vertonen opnieuw isomorfie en hiërarchische opbouw (2.6.3.).

2.7.1.1. Niet-Abels en niet-commutatief kunnen vergeleken : " Non-Abelian, a property similar to the non-commutative property in which changing the order of the anyons' movements changes their final tracks" [Phys. org, Lisa Zyga, 15-12-2014, Google 17-2-2023; H. Pagels, "Perfect Symmetry", p. 197 : "… while the more general "non-Abelian" symmetry operations do not commute."].

2.7.2. Π-klassen commuteren niet wegens exclusie per lokale spiegeling (1.9.). Spin is fysisch een intrinsieke draaiing (1.14.1.). Π-klassen zijn spinklassen. Lokale spiegeling in het Π-systeem is fysisch gelijk te stellen met draaiing (1.15.1). Draaihoeken zijn antikommuterende grootten [NOOT 36].

2.7.2.1. De Berry fase (cf. 1.14.3.5.3. en 1.15.2.ff.) is een fasehoek in de vectorruimte. Zij is gerelateerd aan de niet-Abelse statistiek van de majorana (zero) modi [Phys. org, Chinese Academy of Science, 25-10-2016.].

2.7.3. Het Π-systeem van spinpolarisatie (1.14.1.6.2.) reflecteert fysisch "Like position and momentum, different directions of Polarizations are related by the uncertainty principle (cf. infra 5.1.1.) [Ben Brubacker, Quanta magazine, Google 7-4-2022.]. Chiraliteit (1.14.2.3.) en spinpolarisatie coöpereren : "Spins become polarized along their momenta when travelling through chiral tellurium nanowires. The signs of chirality and current determine the orientations of polarized spins. Chirality (handedness) … broken mirror symmetry. Important chiral structures that interact with moving spins, thereby polarizing the spins " [Nature materials, See-Hun Yang, Google 7-4-2022.].

2.7.3.1. Oorzaak der niet-commutativiteit is de éne onderscheidende lokale spiegeling tussen Π-klassen, e.g. →→ vs. →← (1.4., 2.7.0.1., App.X.6.). De onderscheiden bits → vs ← kunnen geschreven als ↑↓ (2.3.4.). Fysisch spin in 2 onderling loodrechte standen, ((- informatietheoretisch met 2 verschillende spinwaarden-,)) is onderhevig aan de Heisenberg onbepaaldheidsrelaties (zie caput 5) [Big Think, Ethan Siegel, Google 2-1-2023.] zoals positie en momentum.

2.8. Het confinement der w-sequensen in de Π-klasse en dat der Π-klassen in het golfpakket zijn met elkaar verbonden. Aanknopingspunt is de Π-klasse als deeltje-antideeltjessysteem (1.14.2.). In de t-evolutie wordt het primordiale $\Pi_{1,0}$ -duplet niet gesplitst, doch verschijnt een tweede multiplet, strikt binnen de geijkte Π-schaal. Vervolgens wordt de superpositie faserend volgemaakt (2.3.3.). Het mechanisme reflecteert fysisch aan de tentatieve isolatie van mesonische quarks [NOOT 37].

2.8.1. Het confinement der Π-klassen of deelgroepen (1.4.) en de slinkende equidistantie (1.8.1., 2.4.) reflecteren fysisch : ”Size quantization … 1-dimensional states that are gapped due to the formation of subbands. Quantum confined subbands by breaking time-reversal or inversion symmetries” [Nature Communications, Mengmeng Bai e.a., Google 15-4-2022]. Dit is het Π-principe (1.3.), agerend op het W-veld.

2.9. Het Π-golfpakket is een quantumveld van spinwaarden van boson tot fermion. Als verstrengelde superpositie (2.6.3.) creëert het (een oneindig aantal) discrete intermediaire anyonen. Er rijst een anyonisch spinveld (2.5). Het ijkveld betreft de spinwaardeschaal. Bijgevolg inhereert het natuurlijke supersymmetrie tussen boson en fermion. Als intrinsieke eigenschap van de Π-schaal op één t-trap betreft het enkel een ruimtelijke translatie [NOOT 38]

met $\Pi_{0,75}$ als symmetrie-as : $\frac{\sum_n \Pi_n}{N_\Pi}$ = 0,75 is een constante. Er stelt zich geen massaprobleem, daar op dit niveau enige referentie aan massavorming ontbreekt, zodat de symmetrie perfect is [NOOT 38B].

2.9.0.1. Het Π-golfpakket biedt uit zichzelf supersymmetrie tussen boson en fermion, ergo zonder ruimtetijd-overgangen (2.9.). Als magnon (2.3.-0.1.) of “spinwave” omvat het omklappende spinwaarden, - een genuïne precessie -, bij telkens 1 lokale spiegeling. Het betreft, - conform fysische SUSY [Noot 38] - , een gelijk-bidirectionele omzetting binnen de ruimtelijke Π-schaal. Derhalve is de spinwaarde-differentie 2x0,5 = 1 en is het magnon een boson met spingetal 1 [R.P. Feynman, o.c., III – 15-7.].

2.9.1. Zo isospinsymmetrie w-sequensen tot het multiplet der Π-klasse vormt (1.9.1.1.,1.14.2.), vat supersymmetrie Π-klassen tot het supermultiplet van het golfpakket samen [NOOT 39]. Er ontstaat een anyonische superruimte met de λ-equidistanties als gequantiseerde stappen. In deze quantumruimte zijn de deeltjes symmetrisch [NOOT 40]. Deze is bovendien in potentie oneindig dimensionaal (2.6.1.). Het ijkveld wordt een superijkveld. Natuurlijke supersymmetrie onderdrukt periodiek (oneindige) virtuele quantumeffecten:

ze stabiliseert het Π-quantumveld per vacuumgepolariseerde Π-klassen, alias incorporeert in de t-evolutie emergerende interpolaties [NOOT 41]. Ergo stelt zich geen probleem van renormeerbaarheid.

2.9.1.1. De incorporatie van virtuele sequensen over de tijdsas bewerkstelligt spectrale N_{Π} –verschuivingen tussen t-trappen. Dit herinnert aan de Lamb shift [Cf. I. Prigoginne e.a., " Entre le temps et l' éternité", pp. 131 en 141.].

2.9.2. Supersymmetrie kan gecombineerd met niet-commutativiteit [NOOT 42]:

- De Π-klasse is een fase (1.7.1.,2.7.).
- Het Π-golfpakket is een faseveld (2.7.).
- Supersymmetrie leidt naar een anyonische quantumsuperruimte (2.9.1.).
- Deze ruimte is een faseruimte.
- Π-klassen of fasen commuteren niet.
- De quantum – faseruimte is niet-commutatief: het betreft een discrete (niet-continue) niet-commutatieve ruimte [NOOT 43].

2.9.3. Verdere conclusies kunnen getrokken :

- Er bestaat een relatie tussen renormalisatie, - uit supersymmetrie (cf. 2.9.1.) -, en niet-commutatieve geometrie [NOOT 44].
- In niet-commutatieve geometrie verschijnt een ruimte met fractionele dimensies [NOOT 45].
- Π-klassen hebben fractionele waarden en zijn anyonisch (1.9.).
- Niet-commutatieve geometrie kan toegepast op het Hall-effect [NOOT 46].
- Het fractionele quantum Hall-effect, - dat verstrengeling omvat [NOOT 47] -, impliceert anyonen c.q. Π-klassen (1.9., NOOT 17).
- Verstrengeling kan gezien als geometrisch connectie, die een quantum-ruimtetijd construeert [NOOT 48]. In het Π-golfpakket is de typische afstand voor verstrengeling tussen Π-klassen gelijk aan de equidistantie λ (2.3.1.γ, 2.4.).

2.10. Dualiteit (1.14.,2.2.-3.) determineert Π-klasse en –golfpakket als composiete quasideeltjes (2.3.,2.6.1.,1.14.2.) van spininstellingen en spinbedragen. Er vormen zich golven van veranderende spineigenschappen, die omslaan en een wave-beweging veroorzaken, -magnonen (2.3.) [NOOT 49]. Emergente deeltjes uit vibratiegolven , - fononen. Π-klassen zijn intern spiegelbeeldig geknoopt(1.8.1.1.,1.14.,2.3.), interfereren constructief

(1.5.2.), zijn stabiel en massaloos (1.14.,2.9.), - cf. Weyl-fermionen en majoranadeeltjes (1.14.3.). Een verstrengeld golfpakket en dito klasse als mengsels van componenten vormen als een geheel een zuivere toestand [NOOT 50].

2.10.0.1. Π-klassen kunnen vergeleken met Weyl-fermionen [Tom Garlinghouse & Sanfeng Wu, Princeton University, pace Google 12-1-21.] :

- quantumdeeltjes (2);
- neutraal geladen (nulspininstelling 1.9.1.);
- met sterke interacties (2.3.1.γ);
- organiseren zichzelf (1.14.1.4.);
- massaloos (2.9., 2.11.1.);
- gedragen zich als materie en antimaterie (1.14.3.);
- spinnen tegelijk in twee richtingen (1.5., 1.14.1.6.);
- zijn links en rechts chiraal (1.14.1.2., 1.14.2.);
- zijn verbonden door P-symmetrie (1.5.3.);
- zijn stabiel (1.14.1.).

2.10.0.2. "Weyl semimetals are topological materials … the bands touch at discrete points in momentum space called Weyl nodes. Weyl nodes are monopoles of the Berry curvature and are robust under generic perturbations. The quasiparticles near the Weyl nodes are analogous to Weyl fermions in high-energy physics, they exhibit lineair dispersion and well-defined chirality." [Phys. org, Chinese Academy of Sciences, Google 6-1-2023.]. Dit coïncideert totaal met de Π-klassen. Discreet, monopolen van Berry kromming (1.14.3.5.3., 1.15.2.-1.) ; robuust; topologisch; chiraal (1.14.2.3.); in momentum space (1.14.3.5.3., infra 3.19.1.).

2.10.0.3. "Berry curvature is a gauge-invariant local manifestation of the geometric properties of wavefunctions." [Wikipedia 2-9-2022.]. "Berry curvature is an internal force field that describes how wavefunctions twist and turn in momentum space … a pseudomagnetic field." [Phys. org, Princeton University, Google 18-11-2022.]. "Tensor monopole in nuclear systems [Google 1-1-2021.]. "In de ART is het ijkveld een 2-tensor." [Google 5-11-2020.]. De Π-klassen zijn ijkinvariant (1.7.1., cf.2.7.), verstrengeld in de geometrische connectie van het golfpakket als vectorveld (1.14.,2.9.3., 2.12.2.).

2.10.1. Fermi-polaronen [NOOT 51] zijn attractieve en repulsieve quasideeltjes. Π-klassen in het anyonische veld (2.5.,2.9.) bevatten intern onzuiverheden: gerichtheidsverschillen onder vorm van lokale spiegelingen ten opzichte van $\Pi_{1,0}$ (cf. 1.8., noot 15). $\Pi_{1,0}$ is bosonisch

attractief (1.15.), een Bose-Einstein condensaat ; $\Pi_{0,5}$ is contraponerend repulsief (1.9.1.,1.11.), een fermionenster [NOOT 52]. Alternerend monopool en antimonopool [NOOT 53] (cf. 1.14.), die kunnen samengesteld tot dipool (cf. 2.6.1.). Op het niveau van het golfpakket anderzijds is er een evolutie van attractie naar elektromagnetische repulsie tussen Π-klassen (infra 3.12.4.).

2.10.2. Een Π-golfpakket kan analytisch beschouwd als één deeltje , waarvan de Π-gerichtheid stapsgewijze wordt geroteerd door een verzameling rotatoren alias Π-klassen [NOOT 54]. Verdere vergelijkingen zijn mogelijk met gravitatiegolven met roterende trillingsrichting en met oscillerende neutrinos [NOOT 55]. Het golfpakket is een oscillatie van Π-klassen/smaken (1.17.) met onderscheiden waarschijnlijkheden.

2.11. Het Π-voorschrift genereert de fasetransitie van W-veld naar Π-configuratie met laagste energietoestand (1.3.,1.7., 1.18.1.ff.). Deze spontane symmetriebreuk inhereert anyonische condensatie van w-sequensen tot Π-klassen. Het vacuüm krijgt structuur [Cf. G. 't Hooft, o.c., p. 96 : " Bosecondensatie in de lege ruimte (vacuüm) ... de niet-symmetrische structuur van de lege ruimte zelf ... spontane symmetriebreking ... 'lege ruimte' is niets anders dan die deeltjesconfiguratie die de laagst mogelijke energie heeft"; Steven Stroeykens, DS Wetenschap 24-11-05, pp. 4 – 5 (interview met R. Brout, F. Englert en Frank Wilczek) : " 'spontane symmetriebreking' ... een 'richting' in een abstracte wiskundige ruimte (cf. 1.18.1.2.) die de deeltjessoort bepaalt ... dat heel de ruimte, ook perfect lege ruimte of vacuüm, doortrokken moest zijn van een speciaal soort 'veld' ... dat leek op die van een magneet. Dat de lege ruimte een structuur bleek te hebben die leek op die van materie. Het alomtegenwoordige veld leek de meeste soorten deeltjes wat te hinderen in hun bewegingen." ; David N. Spergel & Neil G. Turok, Sci. Am. march 1992, pp. 36 – 43: " The Higgs field indicates a direction in a comparable but more abstract sense"; H. Genz, o.c., p. 445 : "Bildung von Strukturen bedeutet spontane Symmetriebrechung ... die Universalität des der spontanen Symmetriebrechung zugrunde liegenden Mechanismus.".].

2.11.1. Π-klassen zijn massaloze vectordeeltjes met anyonenspin in het vectorveld van het golfpakket. Dusdanig corresponderen ze als veldconfiguraties van het Π-quantumveld aan composiete magnetische monopolen. (1.14.-1.), anyonisch interpolerend tussen "N." en "Z.". Intern ontberen Π-klassen polariteit, weshalve axiale vectoren (1.12.8.) [Cf. Heinz R. Pagels, "Perfect Symmetry", pp. 289 – 292: "field configurations / 'topological solitons' that corresponded to magnetic monopoles ... twisted lumps of field energy, the solitons, are the

magnetic monopoles discovered by 't Hooft and Polyakov" ; G. 't Hooft, o.c., pp. 128–134 : " Maar mijn monopool was geen puntdeeltje maar een hoopje veld." ; Madhusree Mukerjee, Sci. Am. jan. 1996, pp. 72 – 78 :" … solitons and behave like particles … solitons with color magnetic charge, otherwise known as monopoles. The monopoles would be composite particles derived from the fields of more elementary quarks … Sometimes many quarks can tangle into a composite object, called a monopole, that has a color magnetic charge." ; Michael J. Duff, Sci. Am. feb. 1998, pp. 54 – 59 : "… deformation in fields … topological conservation laws … a knot in a set of field lines, called a soliton … behaves much like a particle … . A classic example is a magnetic monopole … twisted configurations in some field theories."]. Als vacuümdefecten zijn monopolen topologisch stabiel [H. Genz, o.c., pp. 412 en 416 : " Topologische Anregungen des Vakuums"].

2.11.1.1. Er verschijnt een keten van theses.

Een Π-klasse is een anyon (1.9.).

Een Π-klasse is een soliton (1.14.1.2., 2.3.4.1.1.).

Een magnetische monopool is een soliton (2.22.1.).

Een Π-klasse is een magnetische monopool (1.14.1.6. ff).

Een Π-klasse is een majorana (1.14.3.).

Een majorana is een anyon (1.14.3.5.1.).

Een Π-klasse is chiraal (1.14.2.3.).

Een majorana is chiraal [Wang Jing, Acta Physica Sinica, Google 26-6-2021 ; Phys. org, city university Hongkong, 14-9-2021: Weyl magnetic monopoles.].

2.11.1.2.Specifiek voor een Π-klasse als majorana geldt [Cf. Phys. org by FLEET, Google 25-6-2022] :

- een majorana is deeltje en antideeltje;
- het is stabiel en niet-zelfdestructief : per periode T ;
- het is neutraal bij summatieve nulspininstelling (1.9.1.);
- het is een composiet quasideeltje (2.10., infra 4.8.1.);
- het kan figureren als topologisch qubit ;
- het is niet-Abels (2.7.1.)
- het is topologisch beschermd [Cf. Spanish National Research Centre.].

2.11.1.3. "Magnetic superstructure : chiral spin soliton lattice" [Phys. org, Osaka Metropolitan University, Google 23-6-2022] is de synthese van cruciale eigenschappen van Π-klassen. Ze zijn chiraal (1.14.2.3.), dragen Π_x-spinwaarde en inhereren een soliton (1.14.1.2.,

2.3.4.1.-3.). Collectief constitueren ze een roosterstructuur (1.13.1.), alias golfpakket per t-trap.

2.11.2. Het W-veld is een binaire permutatiegroep met continue translatiesymmetrie. Het Π-voorschrift is een symmetriebreuk, die een kleurelektrisch veld genereert, dat de w-sequensen of hun twee halve deelgroepen selectief samenbindt tot Π-klassen (1.7.1., 1.8.1.1., 1.17.) [Cf. Donald H. Weingarten, Sci. Am. feb 1996, pp. 104 -108 :
" the chromoelectric field binds together the quarks and antiquarks within hadrons … a range of possible hadrons as the 36 different types of quarks and antiquarks combine and arrange themselves in various ways."]. Het criterium is Π_x –gerichtheid of spinbedrag alias "smaak". Π-klassen zijn gecondenseerde kleurmagnetische monopolen, die resulteren uit deelgroepsvorming en anyonencondensatie [Cf. G. 't Hooft, o.c., pp. 94 – 95 voor supergeleiding uit paarvorming plus Bosecondensatie en pp. 133 – 134 : "De quarks zijn kleurelektrisch; het omringende vacuüm is een kleurmagnetische supergeleider!"].
Zij constitueren een Π-quantumveld o.v.v. een golfpakket. W-permutaties, - m.m. het uitwaaieren van veldlijnen [Cf. ib, pp. 128 -129] - , wordt belemmerd (1.18.1) [Cf. W. Wayt Gibbs, Sci. Am. sept 2004, pp. 40 – 47 : "Brownian motion … in random directions. In Brownian ratchets, asymmetric obstacles guide that random walk to certain paths."].
De kleurmagnetische monopolen persen het kleurelektrische ijkveld tussen de w-sequensen samen tot confinement binnen een Π-klasse [Cf. G.'t Hooft, o.c., pp. 133 – 134: "In the QCD hebben we gecondenseerde kleurmonopolen die de hele ruimte vullen. Hierdoor wordt het kleurelektrische veld tussen twee quarks in een worstvorm geperst."].
Het chromoëlektrische veld wordt binnen het golfpakket nonzero op bepaalde punten, waar de Π-klassen verschijnen als specifieke configuraties van w-sequensen en het chromoëlektrische veld. Elders nul. De intermediaire nulwaarschijnlijkheden fungeren als isolerende diëlectrica. Zij bezegelen het confinement der w-sequensen.

2.11.3. Er bestaat een direct verband tussen topologie en het Π-principe (cf. 1.14.-1.). Het verbod op lokale spiegelingen komt overeen met het verbod op discontinu scheuren of knippen bij topologische behoudswetten. De toegelaten globale spiegelingen en de translaties komen overeen met topologisch continue transformaties, die de eigenschappen

onveranderd laten. Zo conformeert de topologische lading van een soliton met de magnetische lading van een monopool. [Cf. Heinz R. Pagels, "Perfect symmetry", pp. 290, 293.]. Algemener is het bewaren van de probabilistische unitariteit c.q. eenheidslijn met veldvullende vervormingen annex niet-collaps van het golfpakket topologisch conform (1.12.1.-2.,1.14.-1.,2.). Het betreft een ingesloten of ingevouwen ordening in een probabilistische ruimte (infra 7.1.3.6.1.) [Cf. Fritjof Capra, "De Tao van Fysica", pp. 305 – 306 over David Bohm]. De koppeling van majoranas is topologisch (1.14.3. en noot 55). Dusdanig ook van Π-klassen in de involutieve verknoping van het golfpakket.

2.12. Alle w-sequensen kunnen geconstrueerd uit de superpositie van de twee tegengestelde halve deelgroepen der $\Pi_{1,0}$ –klasse ; zoals het golfpakket tussen de klassen $\Pi_{1,0}$ en $\Pi_{0,5}$ (1.8.1.1., 1.9.1., 1.11., 2.6.1.) [David D. Awschalom, Ryan Epstein & Ronald Hanson, Sci. Am. oct. 2007, pp. 58 -65 : " … Change the N-V centres back and forth between 0 and 1, passing through transitional states that are quantum superpositions of the two."]. Binnen een Π-klasse wijzigen de fluctuerende w-sequensen hun kleur; quantummechanisch moeten ze in beweging blijven (cf. 1.6. met 1.17.) [Cf. Frank E. Close & Philip R. Page, Sci. Am. nov. 1998, pp. 52 – 57 : " the quarks within a proton interact with one another … perpetually altering their color"; Edward P.J. van den Heuvel, "De wonderbaarlijke eenheid van het heelal" , 2017 Prometheus Amsterdam, p.231 :" fluctueren de quarks in het proton voortdurend tussen deze combinaties" ; G. 't Hooft, o.c., p. 182 : " de quark in het proton … volgens de quantummechanica in beweging moet blijven."].

2.12.1. De w-sequensen zijn de multipele componenten van het ijkveld der Π-klasse (1.7.1., 1.17.). Ze zijn bij kleurinvariantie opgesloten of verborgen in de exacte ijkveldsymmetrie [Cf. H. Pagels , "The Cosmic Code", pp. 273 – 279]. De bij Π-invariantie toegelaten transformaties (1.5.) zijn ijksymmetrietransformaties die fungeren als ijkdeeltjes [H. Genz, o.c., p. 296: " Bei Eichsymmetrien entsprechen Symmetrietransformationen Austauschteilchen."].

2.12.2. De Π-klassen zijn de multipele componenten van het ijkveld van het golfpakket(2.7., 2.9.1.). Samen vormen ze één overkoepelende, coherente quantumtoestand, het golfpakket. In superpositie volgen ze alle routes tegelijk [Cf. Senne Starckx, Eos 3/2017, pp. 24 – 27.]. In hun confinement blijven ze observeerbare pulsaties annex onderscheiden spinwaarden (2.3.4.1.-2. , 2.7.). Hun ijksymmetrie is derhalve minder exact; slechts volledig bij beschouwing van het golfpakket als ondeelbaar geheel of quasideeltje (2.3., 2.6.1., 2.10.2.)

[Cf. G.'t Hooft, o.c., pp. 87 – 88: " ijkinvariantie is dan bij benadering goed."].
De equidistanties/equidifferenties zijn multipele overgangen tussen Π-klassen in het golfpakket, die elk één lokale spiegeling betreffen (2.3.4.5., infra 7.1.3.7.2.). Het zijn ijkinteracties die fungeren als ijkdeeltjes. Als metrische quanta van golflengte λ zijn ze covariant (cf. infra 3.5.1., 3.15.4.1.) : "the cells … have no fixed size: the larger a region of spacetime, the larger its constituent cells." [Seth Lloyd & Y. Jack Ng, Sci. Am. nov. 2004, pp. 30 – 39.]. De schaalinvariantie (2.7.) congrueert met een fractale structuur annex zelfgelijkvormigheid (infra 4., 4.7.) : "A fractal structure …the concept of size simply does not exist … It is self-similar." [Jan Ambjørn, Jerzy Jurkiewicz & Renate Loll, Sci. Am. july 2008, pp. 24 – 31 ; cf. E.P.J. van den Heuvel, o.c., p. 185 : " schaalonafhankelijk/fractaal spectrum"].

2.12.3. Algemeen congrueren schaalbare ijkveldtheorieën met confinementmodellen (2.8., infra 3.12.4.-1.) [G. 't Hooft, o.c., p.118; R. Siebelink en W. Troost, OAM 97/3, pp. 340 – 364].

2.13. Het Π-golfpakket is een discrete spatiotemporele roosterstructuur van punten binnen een finiete schaal met evolutionair krimpende distanties $\lambda = |\Delta \Pi_x|$ en expanderend N_Π-aantal Π-klassen (1.8.1., 1.12.4., 2.3.1.γ, 2.4.). In opbouw vergelijkbaar met "lattice QCD" [Donald H. Weingarten, Sci. Am. feb. 1996, pp. 104 – 108 en Frank E. Close & Philip R. Page, Sci. Am. nov. 1998, pp. 52 – 57; Martin Bojowald, Sci. Am oct. 2008, pp. 28 – 33: "the lattice of space"]. Er geldt "lattice gauge symmetry" op een gediscretiseerde ruimtetijd (cf. infra 3.5.2.).

2.13.1. Het begrip supersoliditeit kan ingebracht [Cf. Jacques Tempere, Karakter 60/2017, pp. 23 – 24 .]. Door de faseovergang naar een anyonencondensaat ontstaat spontaan een roosterstructuur (1.18.1, 2.11.2.; 1.13.1, 2.3.4.2.). De modulatie in de dichtheid genereert een kristallijne orde op een periodiek rooster (cf. infra 5.2.0.2.4.- 5.). Dit breekt de continue translatiesymmetrie van het W-veld (2.11.2.) [Ib. :"Supersolid formation in a quantum gas breaking a continuous translational symmetry."] . Door fase-interferentie verschijnen afwisselend vacua en Π-vectordeeltjes, die de Π-gerichtheid van het golfpakket als quasideeltje (2.3., 2.10.) uitspreiden over het rooster. Deze delokalisatie veroorzaakt dito onbepaaldheid, periodisch gemoduleerd in het rooster.

2.13.2. Dit kan beschreven als spin-baankoppeling (2.6.3.) van de kleurmagnetische Π-vectordeeltjes met het kleurelektrische veld tussen de w-sequensen binnen de kristalstructuur van het golfpakket. Resulteert een anyonencondensaat met periodische ordening [Cf. W. Wayt Gibbs, Sci. Am. sept 2004, pp. 40 – 47 : " … to slow and compress atoms until quantum effects synchronize their behaviour. The atoms in the condensed cluster move in lockstep like a single, giant atom."].

2.13.2.1. Spin is een relativistisch effect (1.11.,1.12.8.). Idem precessie annex spin-baankoppeling[§2.6.3. met noten 27B-C; cf. W. Wayt Gibbs, Sci. Am. sept 2004, pp. 40 – 47: " … relativity makes static electric fields … appear partially magnetic. … The fast moving electrons see this field as partly magnetic, and causes their spin axes to precess."]. Er is een verband tussen anyonencondensatie, supergeleiding en supersoliditeit (2.11.2.) [Cf. J. Tempere, a.c.: "A stripe phase with supersolid properties in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensates."]. Spin-baankoppeling transformeert een elektrisch veld deels in een magnetisch veld, dat de spin of Π-klassen beïnvloedt. Ze roteren in dit magnetisch veld , i.e. precessie (cf. 2.10.2.) . [David D. Awschalom, Ryan Epstein & Ronald Hanson, Sci. Am. oct. 2007, pp. 58 – 65: " The magnetic field influences the electron's spin. This interaction is called spin-orbit-coupling ... the spins rotated as if they were in an magnetic field."]. In de structuur van het Π-golfpakket interageren kleurelektrisch veld en kleurmagnetische supergeleiding (2.11.2.) [*Cf. David D. Awschalom, Michael E. Flatté & Nitin Samarth, Sci. Am. june 2002, pp. 52 – 59 : " For an electron … the crystal structure of the material provides the electric field."; F. Wilczek, Sci. Am. mei 1991, pp. 24 – 31: " superconductivity connected with anyons."]. Onder verwijzing naar elektromagnetisme, uitgedrukt in het* Π-systeem (App. IV), vigeren dusdanig twee effecten. Enerzijds neemt de elektrische veldsterkte evolutionair af en de magnetische veldsterkte toe (App. IV. 6. en IV. 11.). Anderzijds daalt de weerstand en stijgt de geleidbaarheid (App. IV. 4. – 5.). In dit proces zijn vacuümpolarisatie en confinement betrokken (2.1., 2.11.2.) [Cf. Carlos Barceló, Stefano Liberati, Sebastiano Sonego & Matt Visser, Sci. Am. oct. 2009, pp. 20 – 27 : " … a charged object's electric field polarizes nearby atoms reducing the total electric field … even a vacuum can be polarized … The vacuum polarization produces an energy deficit and a repulsive force."].

2.13.3. Precessie kan in de ruimte zelf van het golfpakket geduid als het periodisch voortschrijdende gerichtheidsonderscheid tussen de Π-klassen (cf. 2.10.2.), hun fase (2.7.) [W. Wayt Gibbs, Sci. Am. sept 2004, pp. 40 – 47 : " The phase of an electron is simply the direction in which its spin points.". In Π het spinbedrag Π_x !]. De Π-klassen als "phits / phase digits" bieden discrete fractionele gerichtheidswaarden, die intermediëren tussen 0 en 1 (cf. 1.6. , noot 7) [Ib. : " "phits" or phase digits can take on a wider range of values than just the binary digits 0 and 1."].

2.13.3.1. Fase is: de relatieve posities van golfpieken, i.c. Π-klassen. Bij complexe getallen is de hoek α de fase [D. Aerts, "De Muze van het Leven", p. 216]; te vergelijken met de draaidifferenties tussen Π-klassen (2.7.2.), de 'wave angle'.

2.13.3.2. De bepalende eigenschap van anyonen is, dat ze een fractionele fase accumuleren. [Davide Castelvecchi, pace Google 11-3-2021.].

2.13.4. Het Π-systeem kan vergeleken met "probabilistic computing" [Cf. Tech Xplore, Tohoku University, Google 14-12-2022; Phys. org, Purdue University, 18-9-2019; Tech Xplore, Tohoku University, 26-8-2022; Christian Flatz, University Innsbruck: "Universal Parity Quantum Computing", 28-10-2022; Dina Genkina, IEEE Spectrum, 8-12-2022.]. Een p-bit fluctueert constant tussen toestanden, stochastisch zonder precieze predictie. Onstabiliteit en ruis zijn nodig om de p-bits te doen fluctueren. Ze worden in groepen geclusterd. De p-bits komen overeen met de w-sequensen, die permanent oscilleren tussen spininstellingen (1.6., 2.12.). Hun clusters zijn de Π-klassen. De informatie-orde bezit een stochastisch aspect en een deterministische waarschijnlijkheidsverdeling (1.20.6.). Conclusie is, dat de (getrapte) ononderscheidbaarheid van w-sequensen een noodzakelijke voorwaarde is voor de totstandkoming van het Π-systeem. Ruis en redundantie zijn nodig (App.I.7., infra 6.12.-1.).

2.14. Het quantumkarakter en abstractieniveau van de Π-informatie-orde kan geïllustreerd door volgend citaat [Sean Carroll, Nw. Sc. januari 2020, pp. 32 – 36.]. " Volkomen abstracte 'quantumgradaties van vrijheid' – een grootheid die onafhankelijk van andere grootheden verschillende waardes kan aannemen (cf. App VII.1.). De vrijheidsgraden kennen geen directe fysieke interpretatie. Ze vormen het basismateriaal van de werkelijkheid – een soort 'quantumheid' die aan alle dingen voorafgaat. Deze quantumgradaties van vrijheid zijn met elkaar VERSTRENGELD. … Verstrengelde tijd (caput4). Op dit abstracte fundament kan valabele fysica geconstrueerd c.q. geherformuleerd.

2.14.1. De Π-informatie-orde is de verborgen epistemologische grond onder de fysische fenomenen. Binnen haar ordenend referentiekader vigeren de fysische wetten (caput 3).

2.14.2 De Π-informatie-orde includeert en conserveert alle mogelijkheden. Zij is niet faktisch. Enige faktisering is relatief tegenover haar absoluut kader. Dit is een genuïen relativiteitsprincipe, conform de "relative state theory" van Hugh Everett III.

2.14.3. Metafysische implicaties worden niet gesteld. Ze zijn filosofisch vrij.

NOTEN

1. Cf. R. Penrose, o.c., p. 223 ivm. frequenties.
2. Brian Clegg, o.c., p. 22. ivm. frequenties.
3. B. Jalali, Sci. Am. febr. 2007, pp. 46 – 53 ; John Pavlus, Sci. Am. may 2015, pp. 48 – 53; Greg Boebinger, Al Passner & Joze Bevk, Sci. Am. june 1995, pp. 34 – 40; Varun Sivaram, Samuel D. Starks & Henry J. Snaith, Sci. Am. july 2015, pp. 42 – 47; Fundamentals of Physics, p. 653.
4. Feynman III. 15.1-7.
5. Prisma van de Natuurkunde, p.155.
6. Cf. G.'t Hooft, o.c., p. 96; Roel Van Der Heyden en Merel Segers, Kijk, 13/2011, pp. 74 – 79: " … gekoppelde spins … zoeken vanzelf naar de laagst mogelijke energieconfiguratie"; Kristine Pierloot, Karakter 30/ 2010, pp. 3 – 5: " Chemische bindingen … energetisch voordelige herverdeling van de elektronen tussen de verschillende atoomkernen".
7. Cf. F. Wilczek, "Anyons", Sci. Am. may 1991, p. 31: " … correlated motion of all the particles, so that it is energetically unfavorable for any single particle to get out of line".
8. Cf. George Musser, Sci. Am. sept. 2015, p. 80 : " … the undulating patterns that collections of particles can form…".
9. J. Horgan, Sci. Am. aug. 1993, pp. 15 – 16 (over Freeman Dyson) : " … spin waves, the oscillations of atomic spins …"; Feynman III 15-1 ff.
10. Thierry Verbiest, Karakter nr. 54, 2016, pp. 2 – 3 (ivm. elektronen); W. Wayt Gibbs, Sci. Am. july 1999, p. 24; Harry A. Atwater, Sci. Am. april 2007, pp. 38 – 45: "density waves of electrons".
11. Brian Clegg, o.c., pp. 152 – 153 ivm. snaartheorie en loop-quantumgravitatie.
12. Philip Yam, Sci. Am. april 1995, pp. 18 – 19 ivm. quantummechanica.
13. S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 89 ivm. toestandsvectoren en dichtheidsmatrices.
14. Cf. F. Wilczek, Sci. Am. may 1991, p. 31: " a state of correlated motion of all the particles, …" (ivm. het "quantized Hall-effect"); J. Horgan, Sci. Am. july 1992, p. 77: " … are tightly correlated or entangled "; E.P. Fischer, "Eine verschränkte Welt", Mannheimer Forum 87/88, p. 87 : " die Korrelationen, die die Verschränkung … zeigen".
15. Cf. Charles Q. Choi, Sci. Am. april 2005, p. 16 : " … molecular bars … spaced about 10 nm …, so that their electric fields entangle their behavior enabling the qubits to act in concert." ; G. 't Hooft, o.c. , p. 199 : " … alle punten waar zich deeltjes kunnen bevinden vanzelf minstens een Plancklengte van elkaar verwijderd blijven" ; Martin C. Gutzwiller, Sci. Am. jan. 1992, pp. 26 – 32, " Quantum Chaos": " … (energy levels) … exhibit strong correlation … try to keep

a safe distance … seem to be aware of one another … a distinct pattern emerges”.
Zie App III.

16. Cf. A. Zeilinger, Sci. Am. april 2000, pp. 32 – 41 : “ … neither photon has a definite polarization, but their relative polarizations are complementary; they are entangled”. “… photons that are entangled so that they will show opposite polarizations …”. “ As a member of an entangled pair, it has no individual polarization state”.
17. Cf. R. Penrose, o.c., p. 262 ivm. elektronen: “ het elektron niet als een op zichzelf staand quantumsysteem beschouwd kan worden … in onverbrekelijke samenhang met andere deeltjes”.
18. Cf. J.R. Minkel, Sci. Am., dec. 2006, p. 16 : “… entangled the laser and atoms into sharing a complementary quantum state … “ .
19. Naar Johan A.K. Suykens, Karakter nr. 20 / 2007, pp. 26 – 27.
20. Cf. P. Brumer & M. Shapiro, Sci. Am. march 1995, p. 38; I. Prigogine, “ Het einde van de zekerheden”, p. 46; R. Penrose, o.c., pp. 233 – 235.
21. Cf. A. Zeilinger, Sci. Am. april 2000, pp. 32 – 41 : “Intermediate angles go into a quantum superposition of both beams … horizontally, vertically … polarized”, “ … any polarization state can be expressed as superposition of just two discrete states …”.
22. Cf. Ib. : “The electromagnetic field associated with light has also continous features that amount to superpositions of an infinite number of basic states”.
23. Cf. m.m. M. Nauenberg, C. Stroud & J. Yeazall, Sci. Am. june 1994, pp. 26 en 29 : “ only energy levels that are equally spaced with respect to one another can be combined to form a coherent state …”.
24. Noot 21, ib. : “ Each such photon can be detected in one beam or the other, with probability depending on the angle”.
25. Nick Herbert, o.c., p. 103 : “, daß … nichts dazukommt oder verloren geht”; Franco Selleri, “ Die Debatte um die Quantumtheorie”, F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1984, p. 43 : “,daß für eine zweikomponentige Wellenfunktion auch beliebige Linearkombinationen dieser beiden Funktionen eine Wellenfunktion sein müssen “.
26. Cf. Jakob Reichel, Sci. Am. feb. 2005, pp. 32 – 39 : “ … evaporative cooling … the slowler atoms … must redistribute their energy … . This redistribution …” ; Steven Kivelson, Dung-Hai Lee & Shou-Cheng Zhang, Sci. Am. march 1996, pp. 64 – 69, “ Electrons in Flatland” : “ The quantum Hall effect … redistributes the electrons nonuniformly “.
27. Cf. Steven Ashley, Sci. Am. jan. 2008, pp. 30 – 31 : “ … photons entangled in the same quantum superpositions of states “ ; Brian Clegg, o.c., pp. 97, 106 en 108 : “Qubits kunnen ook verstrengeld zijn “ ; G. P. Collins, Sci. Am. march 2006, pp. 12 – 13 : “ An important class of

multiqubit superpositions are entangled states. In these configurations the state of each qubit is linked in a subtle way to he state of its companions".

27.B. Cf. David D. Awschalom, Michael E. Flatté & Nitin Samarth, Sci. Am. june 2002, pp. 52 – 59, " Spintronics" : " Each electron would continue precessing as long as its superposition remained coherent". John Matson & Ferris Jabr, Sci. Am. july 2012, pp. 48 – 59 : " … a nucleus … the change of spin it must undergo to release the electron" .

27.C. René Van Helden, " Mensen zoals wij" uitg. Annex, Amsterdam 1990, pp. 81 – 91; David D. Awschalom, Ryan Epstein & Ronald Hanson, Sci. Am. oct. 2007, pp. 58 – 65 ; Prisma van de Natuurkunde, p. 111.

28. Cf. H. Genz, o.c., p. 326 : " Potentiale nennt man ortsabhängige Größen ".

29. Cf. J. Gribbin, o.c., p. 278 : "Der Unterschied der potentiellen Energie zwischen den beiden Zuständen ist immer der gleiche".

30. Zie caput 1., NOOT 12.

31. Cf. H. Pagels, "The Cosmic Code", p. 274 : " The gluons of these interactions are the quanta associated with the gauge fields" .

32. Cf. H. Genz, o.c., pp. 303 en 317 : " … Eichtheorien met Confinement und asymptotischer Freiheit"; G. 't Hooft,o.c. , p. 118 : " … schaalgedrag van ijktheorieën … asymptotische vrijheid"; H. Pagels, "The cosmic Code", p. 274 en "Perfect Symmetry", p. 200.

33. Cf. G. 't Hooft, o.c., pp. 91 – 92 en 117 – 118; Christopher R. Monroe, Robert J. Schoelkopf & Mikhail D. Lukin, " Quantum Connections", Sci. Am. may 2016, pp. 42 – 49 : "Atomic qubits are fundamentally scalable… ".

34. Cf. H. Pagels, "Perfect Symmetry", p. 198; C. Fr. von Weiszäcker, o.c., p. 469; H. Genz, o.c., p. 316.

35. Cf. H. Genz, o.c., p. 322. ; Kate Blackwood, Phys. org 14-4-2023, cf. 2.3.4.1. : Π-klassen als golffuncties onderscheiden zich fractioneel.

36. Cf. H. Genz, o.c., p. 303 (ivm. supersymmetrie) : " … die Gruppenparameter, - bei Drehungen sind das die Drehwinkel -, antikommutierende Größen sind". Cf. p. 333 (ivm. met SUGRA): " … enthält sie ortsabhängige antikommutierende Gruppenparameter"; Knvul Sheikh, Sci. Am., nov. 2016, p. 13 : " a glass prism refracts each color of light at different angles".

37. H. Genz, o.c., p. 259 en 317.

38. Voor ruimtetijd-translaties, cf. H. Genz, o.c., p. 332; G. 't Hooft, o.c., pp. 195 – 196; Michael J. Duff, Sci. Am. feb. 1998, pp. 54 – 59 ; Michael Duff, New Scientist, dec. 2016, p. 35.

38.B. Cf. Amanda Gefter, New Scientist, dec. 2016, p. 41.

39. Cf. H. Genz, o.c., p. 304 en 331; G. 't Hooft, o.c., pp. 178 – 180, 195 – 196 en 226.

40. Cf. Joseph Lykken & Maria Spiropulu, Sci. Am., may 2014, pp. 22 -27: " fermionic dimensions

… quantized steps”.

41. Ib. en Howard Baer, Vernon D. Barger & Jenny List, Sci. Am., june 2016, p. 7. Voor zichzelf opheffende oneindigheden, cf.: H. Genz, o.c., pp. 304, 324 en 333 ; John Gribbin, o.c., pp. 283 – 284.

42. Naar Alexander Hellemans, Sci. Am. aug. 2006, pp. 19 – 20 : over Alain Connes.

43. Ib. Voor niet-commutatieve quantumgeometrie, zie : “Conversation with Brian Greene”, Sci. Am. nov. 2003, pp. 48 – 53; Lee Smolin, Sci. Am. jan. 2004, pp. 56 – 65; A. Hellemans, Sci. Am. march 2007, pp. 10 – 11; Matilde Marcolli, Humboldt-Mitteilungen: Kosmos, 80/2002, p. 27.

44. Zie NOOT 42, ib.: “ The relation between renormalization and noncommutative geometry”.

45. Ib. : “ … how space with fractional dimensions, which occurs in noncommutative geometry, …”.

46. Matilde Marcoli, zie NOOT 43, ib.

47. Michael M. Nielsen, Sci. Am. nov. 2002, p. 48 – 57 : “ … condensed matter exhibits … the fractional quantum Hall effect”.

48. Juan Maldacena, Sci. Am. Nov. 2016, pp. 20 – 25; Clara Moskowitz & Senne Starckx, Eos 2/2017, pp. 28 – 31.

49. Cf. Andrea Taroni, New Scientist jan. 2017, pp. 62 – 66.

50. Cf. Anil Ananthanaswamy, New Scientist jul.-aug. 2015, pp. 52 – 59.

51. George Van Hal, New Scientist dec. 2016, p. 12; M. Koschorreck e.a., a.c. (§1.8., noot 15), Nature 31-5-2012, vol. 485, pp. 619 – 622; Marguerite Holloway, Sci. Am., sept. 2004, pp. 26 – 27.

52. Ib. Nature : BEC en BCS-pairing tegenover “itinerant ferromagnetism”.

53. Cf. H. Genz, o.c., pp. 412 – 416 en H. Pagels, “ Perfect Symmetry”, pp. 290 -291.

54. Cf. : “ rotating the polarization … rotation in polarization, which does not affect the momentum of the photon” (Philip Yam, Sci. Am. Jan. 1996, pp. 17 – 18); “ … devices that rotate polarization. After passing through six such rotators, the photon changes from a horizontal polarization to a vertical one. … stepwise rotation … “ (Paul Kwiat, Harald Weinfurter & Anto Zeilinger, Sci. Am. November 1996, pp. 52 – 58); W. Wayt Gibbs, Sci. Am. Sept. 2004, pp. 40 – 47.

55. “ Gravitational waves whose direction of oscillation rotates as they move “ (Lawrence M. Krauss, Sci. Am. September 2015, pp. 43 – 44); Martin Hirsch, Heinrich Päs & Werner Porod, Sci. Am. April 2013, pp. 22 – 29 : “ they change identities often, oscillating between three known neutrino types..”.

3. De Π-schaal is de maat aller dingen. De erop gepositioneerde Π-klassen leveren hun eigen aantal als frequentie, hun Π_x –equidistantie als golflengte. Frequentie definieert energie, golflengte per omgekeerd golfgetal de impuls [NOOT 1]. De periode is de omgekeerde frequentie [NOOT 2]. Snelheid is de golflengte over periode. Impuls over snelheid geeft massa; golflengte over gekwadrateerde periode versnelling.

3.1. De equidistantie tussen Π-klassen (1.8.1.) levert de golflengte $\lambda = \frac{1}{H}$. Zij is het formele lengtequantum.

3.1.0.1. Bij t_0 met $\lambda = 1$ is de golflente oneindig, i.e. onbepaald.

3.1.1. Bij werkingsquantum of Planckconstante h = 1 (in een natuurlijk systeem : cf. App. I.1.) verschijnt de de Broglie-relatie $\lambda = \frac{h}{p}$. Bijgevolg wordt H de Π-impuls $H = \frac{1}{\lambda}$. Het golfgetal $k = \frac{1}{\lambda}$ meet het momentum in de fysische golfrepresentatie. [NOOT*, einde voetnotenapparaat].

3.2. Het aantal Π-klassen per tijdstrap (exclusief het anomale t_0) luidt $N_\Pi = \frac{H}{2} + 1$. Dit is de frequentie ν.

3.2.1. Bij h = 1 als werkingsquantum verschijnt de Planck-Einstein-relatie $E = h\nu$ als de Π-Energie $E_\Pi = N_\Pi$.

3.2.2. Omgekeerd geldt $T = \frac{1}{N_\Pi}$ als periode. Zij is het formele tijdsquantum. Bij t_0 met $T = 1$ wordt de periode oneindig, i.e. onbepaald.

3.3. De verschuivingswet der maximale amplitude (1.13.3.) luidt $\Pi_A = \frac{\lambda}{T} = \frac{N_\Pi}{H}$.

Deze dubbelformulering duidt Π_A als snelheid van het golfpakket.

Groepssnelheid $v_g = \frac{N_\Pi}{H}$ valt samen met fasesnelheid $v_f = \frac{\lambda}{T}$. Het betreft een harmonische trilling [NOOT 3].

3.3.1. Exclusief t_0 geldt insgelijks $\Pi_A = \frac{1}{2} + \frac{1}{H}$.

3.3.2. Bij t_0 met $\Pi_A = 1$ is de snelheid oneindig, i.e. onbepaald conform λ en T .

3.4. De informatiemassa luidt $m_\Pi = \frac{H}{\Pi_A} = \frac{N_\Pi}{\Pi_A^2}$.

3.5. Tabel :

	λ	H	$N_{\Pi} = E_{\Pi}$	T	Π_A	m_{Π}
t_0	1	1	1	1	1	1
t_1	1/2	2	2	1/2	1	2
t_2	1/4	4	3	1/3	0,75	5,3333333
t_3	1/8	8	5	1/5	0,625	12,8
t_4	1/16	16	9	1/9	0,5625	28,4444444
t_5	1/32	32	17	1/17	0,53125	60,235294
t_6	1/64	64	33	1/33	0,515625	124,12121

3.5.1. Beschreven grootten vertonen discrete waarden. Ze zijn alle gequantiseerd. Bij tijdsverschuiving in de Π-evolutie zijn ze covariant. Elke t-trap stelt een eigen referentiekader. Deze zijn onderling gelijkberechtigd als referentiepunt. Dusdanig is het Π-systeem isotroop. Het genererende Π-principe stelt de invariantie.

3.5.2. Consequent is het Π-kader ruimtelijk en temporeel discreet [NOOT 4]. Bij een gegeven golflengte $\lambda = \frac{1}{H}$ zijn geen intermediaire Π-klassen toegestaan (2.1.). Tussen t – trappen met periode $T = \frac{1}{N_{\Pi}}$ zijn transitoire Π-golfpakketten uitgesloten; er kan geen tijdscomponent gedefiniëerd [NOOT 5]. Het betreft quantumsprongen. Er is geen continuum van interpolerende toestanden. De extensiva λ en T zijn als formele quanta per definitie finiet [NOOT 6]. Expliciet geldt de asymptotische ontwikkeling $\lambda = \frac{1}{H} = 2^{-x}$ (cf. App. I.1. voor $H = 2^x$ en de H-curve, 1.19.). Naast $\lambda = H^{-1}$ verschijnt $T = N_{\Pi}^{-1}$.

3.5.2.1. “Discretize (converting the differential equations in difference equations)…” [Physics Stack Exchange, Google 21-10-2022.].

3.5.3. De slinkende periode T is de vervaltijd τ van het golfpakket. Als karakteristieke tijd τ_c of interval is zij “die Dauer der Gegenwart” [NOOT 7]. De temporele quantumsprong tekent een toestandsovergang tussen t- trappen of golfpakketten. Het betreft echter geen eigenlijke reductie van een superpositietoestand [NOOT 8], daar het ene superpositionele golfpakket (2.6.1.) door een ander met breder spectrum vervangen wordt. Essentieel is het herschikking van informatieverdeling.

3.6. Algemeen verschijnt $N_\Pi = H\Pi_A$ (cfr. 4.2.). Er gelden $\Pi_A = N_\Pi \lambda$ (cf. fysisch $c = \lambda\nu$)

en $\frac{E_\Pi}{m_\Pi}$ = 1 / 1 / 0,5625 / 0,390625 / 0,3164063 / 0,2822266 / 0,265892 … = Π_A^2.

Zo blijkt $E_\Pi = m_\Pi \Pi_A^2$ ($=N_\Pi$) als massa-energie-equivalentierelatie met transformatiefactor Π_A^2 naar $E = mc^2$.

3.6.1. In Π verschijnen twee gelijkwaardige energieformuleringen: $E_\Pi = N_\Pi$ ($\approx E = h\nu$) en $E_\Pi = m_\Pi \Pi_A^2$ ($\approx E = mc^2$). Insgelijks twee impulsformuleringen: $H = \frac{1}{\lambda}$ ($\approx p = \frac{h}{\lambda}$) en $H = m_\Pi \Pi_A$ ($\approx p = mv$). Tenslotte twee massaformuleringen: $m_\Pi = \frac{E_\Pi}{\Pi_A^2}$ ($\approx m = E/c^2$) en

$m_\Pi = \frac{H}{\Pi_A}$ ($\approx m = \frac{p}{v}$).

3.6.2. De Hamiltoniaan van een fysische oscillator luidt $\mathcal{H} = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2}{2} q^2$.

In Π bij $p = H$, $m = m_\Pi$, $\omega_0 = \nu = N_\Pi$ en $q = \lambda = \frac{1}{H}$ (lengte hangt eng samen met het coördinatenbegrip) [NOOT 9] verschijnt $\mathcal{H} = \frac{H^2}{2m_\Pi} + \left[\left(\frac{m_\Pi N_\Pi^2}{2}\right)\left(\frac{1}{H}\right)^2\right] = N_\Pi$,

de frequentie-energie.

3.6.3. Vervangt men in het Hamiltonformalisme $\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i}$, resp $\frac{\partial p_i}{\partial t} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i}$, de partiële differentialen door welgedefinieerde uitdrukkingen $\frac{q}{t} = \frac{\mathcal{H}}{p}$, resp. $\frac{p}{t} = \frac{\mathcal{H}}{q}$, dan bekomt men in Π consequent $\frac{\lambda}{T} = \frac{N_\Pi}{H}$, resp. $\frac{H}{T} = \frac{N_\Pi}{\lambda}$. In de dubbelformulering $\Pi_A = \frac{\lambda}{T} = \frac{N_\Pi}{H}$ is de energie(functie) $\mathcal{H}$ besloten.

3.7. De H-impuls is numeriek gelijk aan het aantal bits per sequens van elke Π-klasse van een golfpakket; i.e. aan de klassieke informatiequantiteit H = ld W (App. I.1.).

3.7.1. De Π-schaalafstand is een H-geheel veelvoud van de λ-golflengte [NOOT 10].
Alias een geheel getal van halfgolven past in de lengte van het golfpakket : $L = n(\frac{\lambda}{2})$ met n als ‘ harmonic number’ [NOOT 11].

3.7.2. De basislengte $\lambda = \frac{1}{H} = \frac{1}{m_\Pi \Pi_A}$ conformeert termgetrouw met de Compton-straal

$\lambda_c = \frac{h}{mc}$. [NOOT 12].

3.8. Elke frequentie vertoont een andere snelheid. Dit is dispersie: in de t-evolutie strookt dalende Π_A-snelheid met stijgende N_Π - frequentie-energie. Dispersie is een implicatie van de discrete Π-ruimtetijd. De golfsnelheid is geen universele constante $\Pi_A = 1$ [NOOT 13].

3.8.0.1. De dispersierelatie tussen energie en impuls houdt snelheid in [G.'t Hooft, o.c., pp. 75 – 76 en 91; Sami Dzsaberg e.a., Sci Tech Daily, pace Google 28-2-2021.] :

$\frac{N_\Pi}{H} = \Pi_A$ (3.3.).

3.8.0.2. "Polarized light waves can change speed and hence wavelength when they enter a very strong magnetic field." [Chryssa Kouveliotou, Robert C. Duncan & Christopher Thompson, "Magnetars", Sci.Am., feb. 2003, pp. 24 – 31.].

3.8.1. Het golfpakket φ_0 met frequentie N_Π = 1 is de grond- of eigenfrequentie van het Π-systeem. De oneindige reeks pakketten zijn elkaars natuurlijke harmonischen (3.3). Hun frequenties verhouden zich tot elkaar in gehele getallen N_Π = 1,2,3,5 enz.. Deze Π-quantumgetallen geven het aantal knopen van het trillingssysteem aan [NOOT 14] (cf. 1.14.-1. en 2.3.).

3.8.2. Ipso facto resoneren de golfpakketten: " eine begrenzte Welle schwingt nur mit bestimmten Resonanzfrequenzen" ; " … hebben resonanties te maken met de natuurlijke frequenties van een systeem" [NOOT 15].

3.8.3. De tijdsontwikkeling van het Π-systeem beantwoordt aan het begrip 'tweede harmonische golf' uit de niet-lineaire optica: " … kan een lichtgolf van een bepaalde frequentie een tweede golf opwekken met de dubbele frequentie, maar aan héél lage intensiteit." [NOOT 16]. Dit geldt exact tussen t_0 en t_1 met frequentieverdubbeling en gemodifieerd bij hogere tijdstrappen.
Daarmee intrinsiek verbonden daalt die intensiteit **I** bij afnemende amplitudes A.
Algemener is elke Π-klasse als knoop van het trillingssysteem (3.8.1.) in de t-evolutie als punt van een golffront zelf een trillingsbron van secundaire golven [NOOT 16B].

3.9. Het Π-golfpakket vertoont zowel golfeigenschappen (golflengte λ, frequentie N_Π, periode T) als deeltjeseigenschappen (impuls H, energie dito N_Π , massa m_Π ; i.e. golf-deeltjesdualiteit [NOOT 17]. Ze overlappen in Π_A –snelheid. De exacte reciprociteiten $H = \frac{1}{\lambda}$ en $N_\Pi = \frac{1}{T}$ verbinden undulatoire en particulaire eigenschappen.
In de Π-evolutie passen grote impuls bij kleine lengte en hoge energie bij korte tijdsduur.

3.9.1. Impuls- en energieconservatie worden in Π gegeneraliseerd in $H\lambda = 1$ en $N_\Pi T = 1$.
De producten van de geconjugeerde variabelen intensivum en extensivum vormen telkens het werkingsquantum h = 1 ; beide als $kg.m^2.s^{-1}$ zijn dimensionaal ML^2T^{-1} .
Het product $m_\Pi \Pi_A \lambda$ bewijst dat het systeem quantummechanisch is [NOOT 18].

3.9.2. Zo volgt $H \lambda \; N_\Pi T = 1$ als overkoepelende behoudswet, die golf- en deeltjeseigenschappen omvat. Algemener betreft het een product van twee paren omgekeerden.

3.10. Andere grootheden kunnen opgesteld.

3.10.1 Versnelling $a = \lambda T^{-2}$ = 1 / 2 / 2,25 /3,125 / 5,0625 / 9,03125 / 17,015625 / 33,007812 / 65,003609 / 129,00195 / 257,00098. Er geldt $a = \frac{1}{HN_{\Pi}^{-2}} = \frac{\Pi_A}{T} = \frac{\lambda\ N_{\Pi}}{T} = \Pi_A N_{\Pi} = m_{\Pi}\Pi_A^3$.

3.10.2. Vermogen $\boldsymbol{P} = N_{\Pi} T^{-1} = N_{\Pi}^2$ = 1 / 4 / 9 / 25 / 81 /289 / 1.089 . Er geldt P = F Π_A (infra).

3.10.3. Kracht F = m_{Π} a = 1 / 4 / 12 / 40 / 144 / 544 / 2.112 . Zij brengt een versnelling teweeg met m_{Π} als trage massa m_i . Er geldt $F = \frac{H}{T} = HN_{\Pi} = m_{\Pi}^2\Pi_A^3 = = \frac{N_{\Pi}}{\lambda} = \frac{\Pi_A}{\lambda^2}$.

3.10.4 Intensiteit $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{P}\lambda^{-2}$ = 1 / 16 / 144 / 1.600 / 20.736 / 295.936 / 4.460.544 . Er geldt $\boldsymbol{J} = F^2$.

3.10.5. Druk $P = F\lambda^{-2}$ = 1 / 16 / 192 / 2.560 / 36.864 / 557.056 / 8.650.752 .

Er geldt $P = \frac{N_{\Pi}}{\lambda^3}$. Druk P x volume $V = \lambda^3$ biedt $PV = P\lambda^3 = N_{\Pi}$ -energie.

3.10.6. Dichtheid $\rho = \frac{m_{\Pi}}{\lambda^3}$ = 1 / 16 / 341,33333 / 6.553,6 / 116.508,28 / 1.973.785, 7 / 32.537.795 .

3.10.7. Energiedichtheid $\rho_E = \frac{N_{\Pi}}{\lambda^3}$ = P-druk.

3.10.8. De brekingsindex, fysisch $n = \frac{c}{c_1}$ wordt $i = \frac{1}{\Pi_A}$ met $\Pi_A = 1$ als eenheidssnelheid t.o.v. de fractionele waarden (cf. 3.8. NOOT 13). Er geldt $i = \frac{m_{\Pi}}{H} = m_{\Pi}\lambda = \frac{T}{\lambda}$, een omgekeerde snelheid. Waarden : 1 / 1 / 1,3333333 / 1,6 / 1,7777777 / 1,8823529 / 1,9393939 / (t_{12}) 1,9990241 ; de asymptoot = 2.

3.10.9. Onderlinge verhoudingen kunnen opgesteld :

$\lambda = \Pi_A T = a T^2$,

$\Pi_A = a T$, $T = \sqrt{\frac{\lambda}{a}}$ en $\Pi_A = \sqrt{a\lambda}$ [NOOT 19].

3.10.10. De klassieke informatietheorie (1., App.I), het Π_{μ}-systeem (1.20.9.) en de golftheorie kunnen formeel verbonden: App.II.

3.10.11. Het elektromagnetisme kan herschreven naar en geïncorporeerd in het Π-systeem : App IV.

3.11. In het lineair-eendimensionale Π-systeem (1.15.1.) kunnen hoekmaten gelijkgesteld met lineaire maten. Zo hoekfrequentie $\omega = 2\pi\nu = N_{\Pi}$, cf. $v = \omega r$ als $\Pi_A = N_{\Pi}\lambda$ (3.6) [NOOT 20] bij dimensionaal $\omega = T^{-1}$ [NOOT 21].

Hoeksnelheid $\omega \sim \frac{2\vartheta}{t}$ en hoekversnelling $\alpha = \frac{\omega}{t}$ worden $T^{-1} = N_{\Pi}$ en $T^{-2} = N_{\Pi}^2 = \boldsymbol{P}$ [NOOT 22]. Idem geldt voor golfgetal $\boldsymbol{K}$ en angulair golfgetal k in $\boldsymbol{K} = \frac{1}{\lambda} = \frac{k}{2\pi}$ [NOOT 23] , zodat $k = \frac{1}{\lambda}$ = H- impuls (3.1.1.).

3.11.1. Het traagheidsmoment $I = m\,r^2$ [NOOT 24] in kg.m² wordt $I = m_\Pi \lambda^2 = T$.

Dit strookt met $T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{\mu B}}$ [NOOT 25] als $T = \sqrt{\frac{I}{\mu B}}$ (cf. App IV. 10.2 en 19.2.)

$= \sqrt{\frac{T}{N_\Pi.1}} = \sqrt{\frac{T}{\frac{1}{T}}} = T$ —oscillatieperiode .

Lineair en angulair krachtmoment $M = r \times F = \lambda\ F = N_\Pi$ en $M = I\,\alpha = T\,.\,T^{-2} = N_\Pi$ vallen samen, dimensionaal $M\,L^2T^{-2}$ [NOOT 26]. Het traagheidsmoment als verhouding tussen krachtmoment en hoekversnelling (3.11.) wordt consequent $I = \frac{N_\Pi}{\boldsymbol{p}\text{-vermogen}} = T.$

Uit $I = T =$ massa x oppervlakte λ^2 volgt $I = \frac{m_\Pi}{\lambda^{-2}} = \frac{m_\Pi}{\text{K-kromming}}$ (infra 3.14.1.).

Evenzo blijkt $I = T = \sqrt{\frac{m_\Pi}{F\lambda^{-1}}} = \sqrt{\frac{m_\Pi}{\text{I-stroomsterkte}}}$.

3.11.2. Het impulsmoment – hoekmoment – draaiimpuls $L = \omega\,I$ als product van hoeksnelheid en traagheidsmoment [NOOT 27] of als $L = m\,v\,r$ of $L = r.\,p$ [NOOT 28] wordt $L = N_\Pi\ T = m_\Pi\,\Pi_A\lambda = 1$.
Het impulsmoment is een absolute constante, te vergelijken met de werkingsconstante h= 1 (3.9.1.). Het is gelijk te stellen met het intrinsieke spinhoekmoment S = 1 (App. IV 19.1.), fysisch S = J.s [NOOT 29].

3.11.2.1. De conversierelatie angulair en lineair moment geldt $\frac{L}{H} = \frac{1}{H} = \lambda$, de de Broglie-relatie annex werkingsquantum (3.1.1.). Ten getuige verschijnt het intrinsieke impulsmoment $m\,v\,r$ van het golfpakket dimensionaal als werkingsconstante $ML^2T^{-1} = 1$ (3.9.1., 3.13.1., infra 7.6.6.5.1.). Het Π-veld heeft tegelijk een lineaire en rotationele component (cf. infra 7.0.1., noot 1).

3.11.2.1.1. De formule van de Hamiltoniaan van een harmonische oscillator $\mathcal{H}$ (3.6.2.-3.) kan geschreven als $\mathcal{H} = \varpi J$ met J als draaiimpuls [Ilya Prigogine, "Vom Sein zum Werden", pp. 49-50.]. Dit wordt $\mathcal{H} = N_\Pi L = N_\Pi$-frequentie-energie.

3.11.2.1.2. Per transformatie van kartesische coördinaten naar werkings- en hoekvariabelen [Ib.] verschijnen de abscis $\frac{P}{\sqrt{2m\varpi}}$ en ordinaat $q\sqrt{\frac{m\varpi}{2}}$. Deze kunnen omgezet als $\frac{\text{H-impuls}}{\sqrt{2m_\Pi N_\Pi}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$, resp. $\lambda\sqrt{\frac{m_\Pi N_\Pi}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$, constant voor alle waarden in de t-evolutie. $\frac{1}{\sqrt{2}}$ stelt de quantummechanische normeringsfactor (App.X.8.ff.]. Deze blijkt als transformatieconstante ingebouwd in de informatie-orde, alias ligt eraan ten grondslag. Bij omissie van de term 2 gelden beide = 1.

3.11.2.1.3. De productsterm annex golffunctie der Diracvergelijking luidt : $\left(\alpha_0 mc^2 + \sum_{j=1}^{3} \alpha_j P_j c\right) \psi(x,t)$

[Clifford A. Pickover, "Het Natuurkundeboek, Librero b.v., Kerkdriel, NL, 2011, p. 350.].

P is de moment-operator, α is de lineaire operator die op de golffunctie werkt, - zoals de Hamiltoniaan $\mathcal{H}$ (= N_Π , 3.6.2.-3.) [Cf. Ilya Prigogine, o.c., p. 75 : $H_{op}\Psi$.]. Transformatie der operatoren naar numerieke grootten biedt H-impuls en $\mathcal{H}$ (= N_Π). Per discrete t-trap zonder de sommatie kan getransponeerd : $N_\Pi N_\Pi + N_\Pi H \Pi_A = N_\Pi^2 + N_\Pi H \Pi_A$. Exemplatief bij $t_2$verschijnt $N_\Pi^2 + N_\Pi^2 = 3^2 + 3^2 = 18$, te dequadrateren naar 4,2426407 , vervolgens te vermenigvuldigen met de quantummechanische normeringsfactor $\frac{1}{\sqrt{2}}$. De situatie is identiek met die bij een andere relativistische formule $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$ (App.X.8.).

Zo $\left(N_\Pi^2 + N_\Pi H \Pi_A\right) . \frac{1}{\sqrt{2}}$ = 3 = N_Π, de reguliere waarde.

Dit geldt voor alle t-trappen : $\sqrt{2}$ / 2 / 3 / 5 / 9 / 17 / 33 … . Invoeging van $\frac{1}{\sqrt{2}}$ is een vereiste.

3.11.2.1.4. Voorliggende informatie–orde staat transformatie toe van relativistische formules naar de systeem-eigen discrete waarden. Het systeem kan geïnterpreteerd als quantummechanisch (cf. 3.9.1. en 7.6.7.5.8. en App. X. 8.3. voor een algemeen relativistische formule).

3.11.2.1.5. Vermelde relativistische formule (App.X.8.-2.) luidt $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$, getransponeerd $N_\Pi^2 = m_\Pi^2 \Pi_A^4 + H^2 \Pi_A^2$. Exemplatief bij t_2 verschijnt N_Π^2 = 9 + 9 = 18,

zo $N_\Pi = \sqrt{18}$ = 4,2426407 ≠ verwachte waarde $N_\Pi = 3$. Multiplicatie met $\frac{1}{\sqrt{2}}$ geeft 4,2426407 . $\frac{1}{\sqrt{2}}$ = 3 = N_Π . Idem voor alle t-trappen.

3.11.2.2. De Π-klassen of spingetallen zijn discrete fracties hoekmoment L = 1 (cf. 1.14.1.2.). Π-klasse en intrinsiek impulsmoment coïncideren. Dit bevestigt de band met draaiing en draaihoeken (1.12.8., 2.7.2.).

3.11.2.3. De herschikking van informatieverdeling binnen het golfpakket (cf. 3.5.3., 5.2.2., n.13) weerspiegelt een dito operatie op het niveau van hoekmoment $L = 1$. Deze wordt opgebroken en tussen de fractionele Π-klassen geredistribueerd [Cf. STD 8-5-2021 : "Angular momentum is a conserved quantity … can be broken up and redistributed among particles : the total must be the same."]. De probabilistische kwadraatmodulus van de dichtheidsfunctionaal Π_μ of $|\Pi_\mu|^2$ geldt immer 1 (2.6., 1.20.ff.). Ergo wordt hoekmoment $L = 1$en intrinsiek spinhoekmoment $S = 1$ (App IV. 19.1.). De complementariteit der Π-klassen in het golfpakket (2.3.2.-3.) wordt numeriek gedefinieerd. Ipso modo omvat het bosonische spingetal 1 van het golfpakket (infra 3.13.1) de anyonische spingetallen.

3.11.2.4. Het product van het impulsmoment van het golfpakket (3.13.1.) en de spinhoekmomenten Π_n der Π-klassen genereert spin-baankoppeling (infra 7.6.6.5.2. met bronnen) als $1.\Pi_{1,0} = 1$, $1.\Pi_{0,75} = 0{,}75$ enz. Fysisch geldt : " The angular momentum carried by each photon is the product of $\hbar$ and topological charge" [Phys. org. Science China Press, Google 22-10-2021.]. Dit strookt met de Π-combinatie als product van de topologische lading Π_x (1.14.1.1.) en het werkingsquantum h=1 (3.9.1.). Impulsmoment L van het golfpakket en h coïncideren als L = 1 = h (3.11.2.1.-3.).

3.11.2.4.1. Spin-baankoppeling is een superpositie van spinhoekmomenten Π_n der Π-klassen en het orbitaalhoekmoment $L = L_{orb} = 1$ van het golfpakket (3.11.2., App. IV. 19.1., cf. 3.13.1.). [Cf. Nature communications, Mu Yang e.a., Google 23-4-2022.]. Dit bevestigt het golfpakket als superpositie van het spinveld (2.6.1.). Spin-baankoppeling is een relativistisch effect [Phys. org. by RIKEN, 14-7-2021.]. Dit strookt met de maximale snelheid $\Pi_A = 1$ en het maximumbereik 1 van de Π-schaal (1.14.1.8., cf. infra 3.13.1.1.-2.).

3.11.3. $H\lambda = 1$ is de emanatie der de Broglie-relatie per werkingseenheid (3.1.1.). Er geldt $L = m_\Pi \Pi_A \lambda$, evenzo $H\lambda = m_\Pi \Pi_A \lambda$. Het gegeneraliseerde impulsbehoud $H\lambda = 1$betreft essentieel een impulsmoment.

3.11.3.1. Er blijken dimensionaal $N_\Pi T = ML^2T^{-1}$, $H\lambda = ML^2T^{-1}$ en $L = ML^2T^{-1}$. De fysisch behouden grootten impuls, energie en impulsmoment coïncideren in het werkingsquantum $h = ML^2T^{-1} = 1$. Deze conditie is de quitessens der onbepaaldheidsrelaties (caput 5).

3.11.3.2. De aanwezigheid van een impulsmoment impliceert rotatie van het golfpakket als quasipartikel. Spin is rotatie "in place" (infra 3.13.1.).

3.12. Het gedrag van het golfpakket φ kan golftheoretisch coherent geduid. Dilaterende golven met langere golflengte vertonen stijgende fasesnelheid $v_f = \Pi_A$ bij dalende brekingsindex i. Contraherende golven met kortere golflengte vertonen dalende fasesnelheid Π_A bij stijgende brekingsindex i. Bij t_0 met virtueel onbestaande brekingsindex en oneindige golflengte wordt de fasesnelheid Π_A oneindig groot (3.3.2.) [NOOT 30].

3.12.0.1. De snelheid Π_A is tevens een Π-klasse $\overrightarrow{\Pi}$ met grootte en gerichtheid. Als snelheid heeft ze dezelfde vectoriële eigenschappen.

3.12.0.2. Het initieel bosonische Π-systeem ($\Pi_{1,0}$ bij t_0) blijkt tachyonisch. Supersymmetrische toevoeging van fermion en anyonen maakt Π_A finiet [NOOT 31].

3.12.1. Bij lage N_Π - energie vallen de Π-klassen snel (Π_A hoog) naar elkaar toe over grote λ-afstand. Bij hogere energieën geschiedt dit steeds trager (Π_A laag) over krimpende λ-differenties. Door de asymptotische ontwikkeling van $\lambda = \frac{1}{H} = 2^{-x}$ (3.5.2.) blijven de Π-klassen ultiem gescheiden en λ finiet (terwijl H = 2^x naar ∞ gaat, idem $N_\Pi = \frac{H}{2} + 1$ (3.2. en 1.19.)).
Π_A als koppelingsfactor tussen de Π-klassen is hoog bij lage energieën, laag bij hoge energieën. Dit refereert aan de fysische begrippen infrarode slavernij en asymptotische vrijheid [NOOT 32]. Dit gedrag van Π-klassen strookt met het niet-Abels karakter (2.7.1.): koppeling met niet-Abelse symmetrie neemt met de energie af [NOOT 32 B].

3.12.2. Generaliserend kan gesteld, dat de Π-klassen op onderling grote afstand een aantrekkende kracht ondervinden, die op kleine afstand verandert in een afstotende kracht. Algemener krachten die aantrekkend, soms repulsief optreden [NOOT 33]. Alternerend negatieve druk.

3.12.2.1. Het golfpakket kan vergeleken met een nieuwe materietoestand [Will Kao e.a., "Topological pumping of a one-dimensional dipolar gas into strongly correlated prethermal states", Science 14-1-21, pace Google 15-1-21.] in een ultrastabiel 1-D quantumgas. De toestand kan opgeschroefd tot steeds hogere energieniveaus. Er vormt zich een sterk gecorreleerd quantum "many body system". Ondanks sterke attractieve krachten collapseert het systeem niet in "a ball-like mass" (cf. 7.6.). Het blijft stabiel tussen attractieve en repulsieve condities.

3.12.3. De onmogelijkheid Π-klassen te isoleren, - confinement (2.1. , 2.8.) - , echoot de sterke correlatie (2.3.1.). De stijgende N_Π - energie veroorzaakt toenemende fragmentatie, i.c. een kaskade van Π-klassen [NOOT 34].

3.12.4. Infrarode slavernij en asymptotische vrijheid opereren binnen het confinement van het golfpakket. Elkaar naderende Π-klassen worden differentieel steeds gelijker qua Π_x–getal door anyonische interpolatie. Finaal stoten ze als quasigelijkgerichte deeltjes elkaar af [NOOT 35]. Hier geschiedt unificatie van paradigmata bij abstractie van afstand. Ongelijke gerichtheid trekt aan, gelijke stoot af. Hier kan een alternerende weg naar verstrengeling opgesteld per elektrische repulsie en coulomb-interactie [NOOT 36].

3.12.4.0.1. De repulsie tussen Π-klassen volgt de evolutie binnen het golfpakket van bosonisch $\Pi_{1,0}$ naar fermionisch $\Pi_{0,5}$-configuraties (2.9.). Het Π_x-spingetal geldt als uitsluitings-principe tussen Π-klassen (1.4., 1.9.1.2.); vandaar degeneratiedruk (cf. 7.6.). Een fysische parallele is "Quantum fluctuations of virtual particles contribute positive energy [=repulsive]

for particles with half-integer spin but negative energy [=attractive] for particles with integer spin [Jeremiah. P.Ostriker and Paul J. Steinhardt, "The Quintessential Univers", Sci. Am. jan 2001, pp. 36-43.].

3.12.4.0.2. De Π-klasse als soliton (1.14.1.2., 2.3.4.1.1.) coïncideert met fysisch "Solitons will never merge" [Wikipedia, Google 28-4-2022].

3.12.4.0.3. De voortdurende transitie van golfpakketten naar steeds hogere N_{Π}-energie en m_{Π}-massawaarden (3.5.3.) belet collaps tot singulariteit. Dit refereert aan een perpetuum mobile (infra 4.3) [Cf. Matthew R. Edwards, Science X, Google 24-6-2022.].

3.12.4.1. Eigenaardigheid is, dat w-sequensen eigenschappen hebben (color, flavour, confinement: 1.17.) vergelijkbaar met quarks, die echter ook deels bij Π-klassen voorkomen: confinement, asymptotische vrijheid en infrarode slavernij.

De Π-gelaagdheid, - (bit, sequens,) klasse, golfpakket, t-evolutie - , brengt vermenging (1.1).

3.12.4.2. Het golfpakket is summatief hadronisch wit als superpositie van hadronisch witte Π-klassen. Dezelfde, -sterke-, krachten genereren het confinement der Π-klassen in het golfpakket binnen de Π-schaal (zie 1.14.1.10.-1 en 1.14.3.3.1.-2. voor symmetriën) [Cf. G.'t Hooft, o.c., p. 50 : "De sterke krachten tussen de hadronen als uitvloeisel van een nog sterkere kracht tussen de quarks"; voor bosonen (3.11.2.3. en 3.13.1.) en QCD zie Chanda Prescod-Weinstein, Sci. Am. april 2022, pp. 56-63: "QCD axion."].

3.13. Het spingetal van Π-klassen als spinhoekmoment definieert hun spinsnelheid v_S.

Zo v_S = 1 voor $\Pi_{1,0}$, v_S = 0,5 voor $\Pi_{0,5}$ en analoog voor anyonen. Heeltallige spin spint sneller dan halftallige [NOOT 37]. $\Pi_{1,0}$ spint tweemaal sneller dan $\Pi_{0,5}$. Dit vermag , de fermionische eigenschap van identiteit na tweemaal 360° rotatie te valoriseren, - dank de gebroken microstructuur (1.16., 1.16.2.-3.).

3.13.1. Het intrinsieke spinhoekmoment van het Π - golfpakket bedraagt S = 1 (App IV. 19.1). Het impulsmoment bedraagt L = ω I = 1 (3.11.2.). Spin is impulsmoment. Bijgevolg bedraagt de spinwaarde van het golfpakket S = 1 [Noot 37 B]. Spin als intrinsiek impulsmoment van het golfpakket is werkingsconstante 1 (3.11.2.). Het is een behouden grootte.

Het is haar gerichtheid of fase(cf. 2.7.). Als constante bewijst ze de fasegelijkheid van alle Π- golfpakketten ; zij commuteren (cf. 2.7.1.). Als dusdanig vormen ze automatisch een

ijkveld in de t-evolutie. Per bosonische heeltalligheid vigeert geen onderling uitsluitingsprincipe, - getuige hun naadloze inbedbaarheid in T-superpositie, i.e. collectief gedrag (infra 4.1.). Ipso facto zijn ze hun eigen antideeltje. Ze zijn bosonische majoranadeeltjes (cf. 1.14.3.).

3.13.1.1. De spinsnelheid van het golfpakket is bijgevolg $v_s = 1$. De ratio tussen deze en de Π_A-golfsnelheid bedraagt $1/\Pi_A$ = i-breking. Spinsnelheid één kan genomen als de SRT-snelheidslimiet met c=1 als behouden waarde.

3.13.1.2. In Π_A coïncideren spinsnelheid en golfsnelheid.

De golfsnelheid heeft als bovengrens v=1 en kan niet afgeremd op v=0,5.

Spinsnelheden reiken van $v_s = 1$ tot $v_s = 0{,}5$: $1 \geq v_s \geq 0{,}5$.

3.13.1.3. Een fonon is een quasideeltje, een normaaltrilling met frequentie ω_k , energie $\hbar\omega_k (= 1.\mathrm{N}_\Pi)$ en impuls $\hbar k(=1.H)$ [M. Alonso & E.J. Finn, "Quantumfysica", p. 323]. Het gehoorzaamt de Bose-Einsteinstatistiek; zoals het golfpakket met spin 1.

3.13.2. Door de interne onderscheidloosheid der $\Pi_{1,0}$ -klasse bij minimale entropie en informatie-inhoud (1.16.1, 1.16.3.) is deze onafhankelijk van haar contingente H-lengte (3.7.) en de facto oneindig repetitief.

3.13.3. " In [supersymmetrie] hebben alle materiedeeltjes zware tweelingbroers, die de quantumfluctuaties temperen" [NOOT 38]. Het element zwaarte speelt niet op het niveau der Π-klassen (2.9), doch kan in de t-evolutie ontwaard als toenemende massa m_Π van het golfpakket als geheel , die quantumfluctuaties in anyonische interpolaties vat (cf. 3.12.4.), een regulier procédé van het Π- systeem.

3.14. Een aantal grootheden en eenheden komen in de t-evolutie getransformeerd voor.

3.14.1 De gerichtheidsdifferentie geldt de equidistantie $|\Delta \Pi_x| = \lambda$ (1.8.1., 2.6.1.).

Zij is de natuurlijke lengte-eenheid, gemeten op de Π- schaal zelve (3.-1.).

Als dusdanig fungeert zij analoog een krommingsradius R = λ , - essentieel een lengte- , [NOOT 39] invers een kromming $K = H^2$ [NOOT 40] . Het concept 'natuurlijke eenheid' wordt verbonden enerzijds met de karakteristieke Planck-lengte (infra 3.14.5.) [NOOT 41], anderzijds met de kosmologische Λ-constante (infra 3.14.9.) [NOOT 42]. Als geometrische eigenschap van het Π-systeem zelf is zij onafhankelijk van externe meting [NOOT 43]. De koppeling tussen massa en kromming geldt $\frac{m_\Pi}{K} = T$ [NOOT 43 B].

3.14.1.1. Bij krommingsradius λ gelden : 1-dimensionaal $K = \frac{1}{\lambda} = H$,

2-dimensionaal $K = \frac{1}{\lambda^2} = H^2$.

Naast impuls levert H tevens de sequenslengte als quantiteit bits (3.7.).

Er geldt informatiecapaciteit $C = \frac{m_\Pi}{\lambda^2} = \frac{m_\Pi}{A} = m_\Pi K = N_\Pi m_\Pi^2$ (3.14.7., 3.15.6.1.-2.).

3.14.2. De gravitatieveldsterkte of gravitatieversnelling, -fysisch $g = N\ kg^{-1} = ms^{-2}$ [NOOT 44] is in Π gelijk te stellen met $a = \lambda T^{-2} = F\, m_\Pi^{-1}$. Deze is afhankelijk van de positie van een t-trap in het attractorveld (1.20.). Zij neemt toe bij benadering tot t_Ω.

In de Π- tijdsevolutie conformeren dalende snelheid Π_A en stijgende versnelling a.

Illustratief gelden de periode of slingertijd $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ in Π als $T = \sqrt{\frac{\lambda}{a}}$.

3.14.3. De gravitatiepotentiaal, - fysisch ϕ = g H(eight) [NOOT 45] - , is in Π gelijk te stellen met $\phi = a\lambda$, waarbij $\lambda = \lambda_x - \lambda_{x+1}$, het golflengte verschil tussen twee affiene t-trappen.

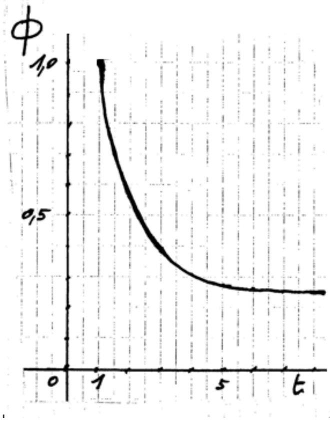
Er geldt $\phi = a\lambda = \frac{\lambda^2}{T^2} = \Pi_A^2$: de gravitatiepotentiaal is gelijk aan het kwadraat van de golfsnelheid (c.q. luminaliteit). Zo verschijnen $E_\Pi = N_\Pi = m_\Pi \Pi_A^2 = m_\Pi\,\phi$ en de gravitionele massa, - fysisch $= \frac{E_0}{c^2}$ [NOOT 46] - , $\frac{N_\Pi}{\phi} = m_\Pi$. Naar fysisch $E_{pot} = m\,g\,h$ en $E = mc^2$ verschijnt $m_\Pi a\lambda$ = 1 / 2 / 3 / 5 / 9 /17 / 33 = N_Π , zodat $m_\Pi a\lambda = m_\Pi \Pi_A^2$.

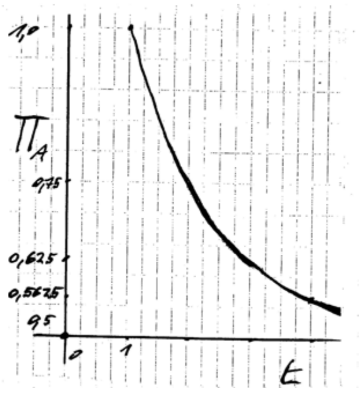
De gravitatiepotentiaal $\phi = \Pi_A^2$ = 1 / 1 / 0,5625 / 0,390625 / 0,3164063 / 0,2822266 / 0,2658691 , is maximaal bij t_0 en daalt bij nadering tot de t_Ω –attractor.

Er gelden kruisrelaties met elektrische potentiaal , druk en dichtheid :

$\frac{\phi}{Volt} = N_\Pi$ en $\phi = \frac{P}{\rho}$. Verder $P = \lambda\rho a$ en $\phi = \frac{\rho_E}{\rho} = \frac{N_\Pi}{m_\Pi}$.

Grafisch verschijnt :





3.14.3.1. Op deze gronden kan vooruitgeblikt met infra-verwijzingen. Π_A is de golfsnelheid van een golfpakket; zij geldt slechts intern per t-trap. Gravitatieversnelling of -veldsterkte a tekent de informatie-orde in vrije val in het attractorveld (7.1.). De Π_A-daling is een consequentie van dit gravitatieveld (7.2.-3.) en ipso facto van de sprongsgewijze precessie (1.13.3.).

De Π-evolutie is essentieel gravitationeel (caput 7, App. VIII, cf. 5.2.), - naast discreet.

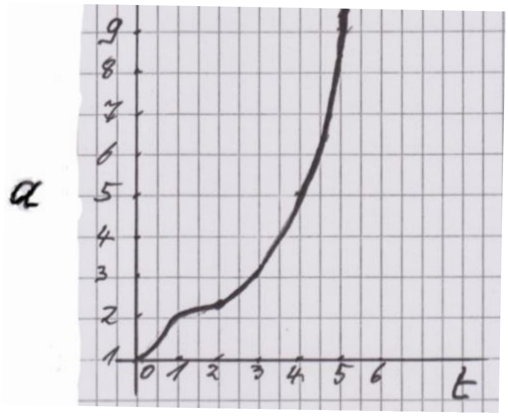
Exemplarisch verschijnen $E_\Pi = m_\Pi \phi$ en het product der gravitationalia

$aK(\lambda T) = N_\Pi = \frac{1}{T}$ met (λT) als metrisch quantum of graviton (5.5., 7.1.2., 7.1.3.7. ff.) .

De oplopende versnelling resulteert uit de asymptotische nadering tot t_Ω, waar het veld het sterkt is (5.2.4., 7.6.7.5.6. en -8.).

3.14.3.2. De gravitatieversnelling neemt niet-lineair toe :

[Cf. E.P.J. van den Heuvel, o.c., p. 111 en Thomas Hertog, "Het ontstaan van de tijd", Spectrum Lannoo, illustratie 3.]



Dit impliceert, dat t-trappen ~ golfpaketten verscheiden diep in het gravitatieveld of massa-energieverdeling induiken [B. Kanitschneider, o.c., p. 154.] (cf. 'verplaatsing': 7.6.7.5.2.). Uit $\frac{m_\Pi}{K} = T$ (3.14.1.) volgt $K = m_\Pi N_\Pi$: "Die Schwerkraft koppelt an die Energie ... Schwerefelder tragen Energie ... Schwerefelder sind wieder Quellen von Schwerefeldern." ; "... das Gravitationsfeld selbst ein Energieträger ist (cf. 7.1.3.7.4.) ... das Gravitationsfeld teilweise seine eigene Quelle darstellt." [Ib. pp. 144 en 154; H. Genz, o.c. pp. 329 – 330.].

3.14.3.3.De kromming K neemt exponentieel toe (cf 7.1.3.2.). De brekingsindex i (3.10.8., cf. 6.-3. en 7.6.7.5.) met waarden $1 \leq i < 2$ biedt een maniabelere curve.

Zo geldt $\frac{i}{K} = (\lambda T)$-graviton, dat breking en kromming in zich bindt (7.1.3.4.1.α, 7.6.12.2.).

3.14.3.3.1. Kromming en breking evoceren het concept torsie of draaiing [Paul Parsons, o.c., p. 90; Paul M. Sutter, New Scientist, april 2022, pp. 50 – 55; Fleur Brosseau, "Espace & Astrophysique", dec. 2021, pp. 26 – 31.]. Er zijn verbanden tussen spin en kromming (1.15.1.), spin en breking (ib.) en torsie met quantumspin [Paul Parsons, o.c., p. 90.].

Voor een golfpakket geldt draaimoment L=1 (3.11.2.), voor Π-klassen breking

$i_\Pi = {}^1/_{\Pi_x}$(1.15.1.). Spin-baankoppeling verbindt draaimomenten van golfpakket en Π-klassen (3.11.2.4.1.) alias "spin orbit torque" [Phys. org, University of Tokyo,

Google 23 – 7 - 2022.]. Per spinmodulus Π_A verschijnt de golfpakket brekingsindex

$i = {}^{1}/_{\Pi_A}$(3.10.8.); alternerend bosonisch i =1. Specifiek gelden $\Pi_A . K = F_{grav}$ (App. X.9.) en

graviton $(\lambda T) = \frac{1}{K\Pi_A}$ (App. VIII.5.). Torsie en Berry-kromming lopen parallel (1.15.2.).

3.14.3.3.2. Torsie kan systeem-intern ingebracht als contrapositie van bits in de w-sequensen der Π_n-spingetallen (1.9.1.) [Cf. “Prisma van de Natuurkunde”, pp. 167 – 168 : “Torsie (wringing). Reactiekracht die onstaat door rotatie van een deel van een lichaam ten opzichte van een ander deel.”]. Deze zijn fractioneel gequantiseerd (1.9., 1.9.2.). Torsie en quantumspin kunnen samengebracht. Numeriek worden breking i en torsie τ gelijkgesteld. Torsie i van het golfpakket, neemt door inhomogeniteit (App. X.6.ff.) in de t-evolutie toe. Zoals K-kromming, doch rechtstreeks genomen op Π-spinelementen en ditto discrete schaal. Er verschijnt $i = (\lambda T)K = \tau =$ graviton x kromming. De relatie tussen torsie en versnelling luidt $\frac{i}{a} = \mathcal{T}$ (infra 6.7., 6.10.2.1.).

3.14.3.3.3. Macroscopische fysische torsie in Nm wordt $F\lambda$.

3.14.3.4. Veldsterkte is de gradiënt van de potentiaal; gradiënt is de verandering van een grootheid per lengte-eenheid [Noot 46B : Prisma van de natuurkunde; pp. 75 en 134.]. Gravitatiepotentiaal $\phi/\lambda = a -$ versnelling of gravitatieveldsterkte.

Evenzo gelden elektrisch $\frac{\mathcal{E}}{\lambda} = \mathsf{E}$ en magnetisch $\frac{mmk}{\lambda} = H_B$ (App. IV, App. X. 4.1.-2.).

3.14.3.5. Een genuïene Π-potentiaal kan gesteld naar de chemische potentiaal – $e\delta V$ [Jifa Tiane e.a., Sci. Adv. 14 – 4 - 2017.]. Zo $Pot_\Pi = -QV = -K.V = -N_\Pi$. Dit strookt met potentiële energie U(r) = (-)N_Π , gravitationele potentiële energie U(r) = (-)N_Π en gravitatie-energie $-\phi_g = (-)N_\Pi$ (7.6.9.1. en 7.6.12.8.ϑ en κ. Kan vergeleken met de afnemende gravitatiepotentiaal $\phi = a\lambda$ (3.14.3., cf. 7.2.) en een tentatieve ruimtelijke potentiaal van 1 tot 0,5 op de Π-schaal (1.20.4., cf. 1.14.1.7-8.).

3.14.3.6. Evenzeer vooruitblikkend kunnen fysische equaties ingebracht, die speciaalrelativistische (7.0.1.), algemeenrelativistische (7.0.2.) en acceleratie samenbrengen [Stack Exchange, Physics, Google 27-9-2021.].

Zo : $\Delta E \Delta t = c^2 \Delta m c^{-2} g t \Delta q = g t \Delta m \Delta q \geq \Delta p \Delta q$ en $\frac{\Delta E \Delta t}{\Delta p \Delta q} \geq \frac{\Delta t}{c^{-2} g t \Delta q}$.

Deze worden getransponeerd (cf. 3.6.2.-3., infra 5.1. en 5.2.) als

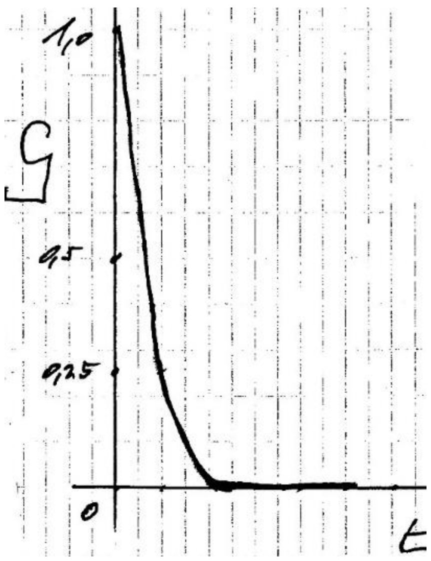
$$N_\Pi T = \Pi_A^2 m_\Pi \Pi_A^{-2} a T \lambda = a T m_\Pi \lambda = H\lambda = 1 \text{, resp. } \frac{N_\Pi T}{H\lambda} = \frac{T}{\Pi_A^{-2} a T \lambda} = 1.$$

Belangrijkst is dat de conservatierelaties $H\lambda = 1 = N_{\Pi}T$ (3.9.1.) met 1 = h-werkingsquantum solide zijn.

3.14.4. De fysische gravitatieconstante G = $\frac{Nm^2}{kg^2} = \frac{m^3}{kg.s^2}$ [NOOT 47] wordt in Π een variabele gravitatiefactor, dimensionaal $M^{-1}L^3T^{-2} = m_{\Pi}^{-1} . \lambda^3 . T^{-2}$ = 1 / 0,25 / 0,0263672 / 0,0038147/ 0,0006952 / 0,0001464 / 0,0000335 [NOOT 48] .

Er geldt $\frac{G}{\Phi_E} = \Pi_A^2 = \phi$.

Grafisch:



3.14.5. De gravitatiefactor laat toe, de Planck-eenheden op te stellen [NOOT 49]

(bij werkingsconstante h = 1 = ħ en Π als lineair eendimensionaal systeem : 1.15.1.) :

$$L_P = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \quad \text{als} \quad = \sqrt{\frac{G}{\Pi_A^3}} = \lambda$$

$$T_P = \sqrt{\frac{h\,G}{2\pi c^5}} \quad \text{als} \quad = \sqrt{\frac{G}{\Pi_A^5}} = T$$

$$M_P = \frac{1}{\sqrt{\frac{G\hbar}{c}}} \quad \text{als} \quad \frac{1}{\sqrt{\frac{G}{\Pi_A}}} = m_{\Pi}$$

3.14.6. De Planck-eenheden coïncideren met de elementaire Π-quanta (3.5.1.). Er geldt :

een elementair deeltje met Planckmassa heeft een Schwarzschildradius, die exact gelijk is aan zijn Comptonstraal (3.7.2.) [NOOT 50].

3.14.7. De entropie of informatiecapaciteit van zwarte gaten hangt af van het oppervlaktegebied:

$S_{BH} = \frac{A}{4}$, waarbij $A = L_P^2$, het kwadraat van de Plancklengte [NOOT 51].

In het Π-systeem verschijnt λ^2 = 1 / 0,25 / /0,0625 / 0,015625 / 0,0039063 / 0,0009766 / 0,0002441 = Φ_B .

Eveneens $\frac{\lambda^2}{4}$ = 0,25 / 0,0625 / 0,015625 / 0,0039063 / 0,0009766 / 0,0002441 .

In beide reeksen geldt de multiplicator 4 tussen t-trappen of $\lambda^2_{x+1} = \frac{\lambda_x^2}{4}$.

In Π geldt de informatiecapaciteit $C = \frac{m_\Pi}{\lambda^2}$ (infra 3.15.6.2) met inclusie van de

Planck-oppervlakte.

3.14.8. De gravitatiefactor verschijnt ook in de "excess radius" $r_{exc} = \frac{G}{3\,c^2}$. M , die de kromming van de ruimtetijd uitdrukt proportioneel tot de massa [NOOT 52] .

Eéndimensionaal geldt : $\frac{G}{\Pi_A^2} \cdot m_\Pi = \frac{G}{\phi} \cdot m_\Pi = \Phi_E \cdot m_\Pi = \lambda$.

Dit conformeert met de krommingsradius R = λ bij kromming $K = H^2$ (3.14.1.).

Er verschijnen $R = \frac{1}{\sqrt{K}}$ en $\frac{m_\Pi}{R} = \frac{1}{\Phi_E} = \frac{Q}{E}$.

3.14.9. Kosmologische grootheden kunnen in Π gevat :

α) De kosmische repulsie $\Lambda = F_{kosm} = \lambda\, r\, mc^2$ (met λ in m^{-2}) [NOOT 53] wordt

$$F_{kosm} = \lambda^{-2} \lambda\ m_\Pi\ \Pi_A^2 = \lambda^{-1}\ m_\Pi\ \Pi_A^2 = \frac{N_\Pi}{\lambda} = \text{F-kracht.}$$

β) De verhouding van druk P over energiedichtheid ρ_E als $\frac{P}{\rho_E} = |1|$, (3.10.5,3.10.7.) en numeriek gelijk aan de magnetische veldsterkte H_B (App. IV. 1.1.10.). Deze verhouding stelt de toestandsparameter w (van donkere energie) [NOOT 54]. In Π is w absoluut kosmologisch constant : vergelijkbaar met de werkingsconstante h = 1 (3.9.1.). Bij negatieve druk uit

confinement geldt w = -1 : ρ_E , druk en repulsie stijgen [Sc. alert, R. Nichol, 10-1-2024].

γ) De Hubble-constante H_0 = km.s^{-1}.Mpc^{-1} [NOOT 55], dimensionaal L T^{-1} L^{-1} = T^{-1}

wordt $\frac{\Pi_A}{\lambda}$ = N_Π = $\frac{1}{T}$. De Hubble-tijd wordt gedefinieerd als t = $\frac{1}{H_0}$ [NOOT 56].

3.15. De wetten der zwaartekracht en der elektrostatische kracht hebben dezelfde vorm

[NOOT 57]: $F_{grav} = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$

$F_{elec} = C\frac{q_1 q_2}{r^2}$ met $C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$.

In Π wordt dit : $F_{grav} = G\frac{m_\Pi m_\Pi}{\lambda^2}$

$F_{elec} = \frac{1}{\varepsilon_0}\ \frac{QQ}{\lambda^2}$.

3.15.1. Op éénzelfde t-trap parallel beschouwd tussen twee gelijke massa's of ladingen gelden:

$F_{grav} = G\frac{m_\Pi^2}{\lambda^2}$ = 1 / 4 /12 / 40 / 144 / 544 / 2.112 ;

$F_{elec} = \frac{1}{\varepsilon_0}\ \frac{Q^2}{\lambda^2}$ = 1 / 4 /12 / 40 / 144 / 544 / 2.112.

3.15.2. Tussen t-trappen kan gesteld :

α) tussen opeenvolgende t-trappen geldt $F_{grav} = G_{x+1}\frac{m_{\Pi(x)} m_{\Pi(x+1)}}{\lambda_{x+1}^2}$:

$t_0 - t_1$ = 2 ; $t_1 - t_2$ = 4,5 ; $t_2 - t_3$ = 16,666667 ; $t_3 - t_4$ = 64,8 ;

$t_4 - t_5$ = 256,88888 ; $t_5 - t_6$ = 1.024,9412 .

Deze waarden komen bij benadering overeen met de reeks $2^1, 2^2, 2^4, 2^6, 2^8, 2^{10}$.

β) Vanuit t_0 naar opschuivend hogere t-trappen geldt onder aangepaste condities G en λ^2 **:**

(t_0 - t_0 = 1 ; t_1 - t_2 = 2 ;) $t_0 - t_2$ = 2,250001; $t_0 - t_3$ = 3,1250022 ;

$t_0 - t_4$ = 5,0622918 ; t_0 - t_5 = 9,0300898 ; t_0 - t_6 = 17,031416.

Deze waarden congrueren met de a-versnelling.

γ) Vanuit t_1 overspringend naar progressief hogere t-trappen geldt :

$t_1 - t_3$ = 6,2500045; t_1 - t_4 = 10,124584 ;

t_1 - t_5 = 18,06018 t_1 - t_6 = 34,062832.

Deze waarden congrueren met de factor 2a.

3.15.3. Voor de elektrische kracht kan gesteld :

α) tussen opeenvolgende t-trappen geldt $F_{elec} = \frac{1}{\varepsilon_{0(x+1)}} \frac{Q_x Q_{x+1}}{\lambda^2_{x+1}}$:

$t_0 - t_1 = 1$; $t_1 - t_2 = 3$; $t_2 - t_3 = 10$; $t_3 - t_4 = 36{,}000051$;

$t_4 - t_5 = 136{,}0003$; $t_5 - t_6 = 527{,}99734$.

β) Vanuit t_0 opschuivend naar hogere t-trappen geldt onder aangepaste condities

voor ε_0 en λ^2 :

($t_0 - t_0 = 1$; $t_0 - t_1 = 1$;) $t_0 - t_2 = 0{,}75$; $t_0 - t_3 = 0{,}625$;

$t_0 - t_4 = 0{,}5625$; $t_0 - t_5 = 0{,}5312512$; $t_0 - t_6 = 0{,}5156224$.

Deze waarden komen overeen met de Π_A - snelheid.

γ) Vanuit t_1 overspringend naar progressief hogere t-trappen geldt :

$t_1 - t_3 = 2{,}5$; $t_1 - t_4 = 2{,}2500032$; $t_1 - t_5 = 2{,}1250048$; $t_1 - t_6 = 2{,}0624896$.

Deze waarden komen overeen met de factor (1 +) 2 Π_A .

3.15.4. Conclusies kunnen gesteld .

3.15.4.1. Op éénzelfde t-trap zijn beide krachten identisch, i.e. geünificeerd.

Er geldt $F_{grav} = F_{elec} = ma$, alle dimensionaal M L T^{-2}.

De gedeelde t-trap is een gemeenschappelijk referentiekader. Quantisering en covariantie der grootten (3.5.1) , - die fundamenteel op de Planck-eenheden zijn gebaseerd (3.14.5) - , leiden tot coïncidentie. Deze wordt bij relaties tussen onderscheiden t-trappen verbroken. Per unificatie is elke t-trap in de T-evolutie gelijkberechtigd als referentiepunt. Het Π -kader is isotroop (3.5.1.)

3.15.4.1.1. De één-op-één-relatie tussen de krachten reflecteert de fijnstructuurconstante $\alpha = 1$, die de sterkte van de elektromagnetische kracht bepaalt (App. IV. 26. en infra 7.0.1.1) [NOOT 57A]. Deze verhouding geldt doorheen de tijdsevolutie. Dusdanig is de complete symmetrie van de W-groep verbroken, ergo het Coleman-Mandula-theorema geschonden [NOOT 57B].

3.15.4.2. In situatie α) tussen opeenvolgende t-trappen evolueert de verhouding $\frac{F_{grav}}{F_{elec}}$ asymptotisch naar 2. De gravitatiekracht ontwikkelt zich bij kort t-interval asymptotisch naar verviervoudiging.

In situaties $\beta)$ en $\gamma)$ bij toenemend t-interval dito en trager naar slechts verdubbeling.

3.15.4.3. De elektrostatische kracht ontwikkelt zich bij kort t-interval in situatie $\alpha)$ asymptotisch eveneens naar verviervoudiging. In situaties $\beta)$ en $\gamma)$ bij toenemend t-interval neemt ze progressief af in een genuïene asymptotische ontwikkeling van 0,75 naar 0,5 en van 2,5 naar 2.

3.15.4.4. Algemeen heeft de gravitationele krachtwerking een groter bereik dan de elektrostatische. Evolutionair slinkende T-periode en dito λ - distantie dienen in rekening gebracht. De connotatie van snelheid en elektromagnetisme, respectievelijk van versnelling en gravitatie echoot SRT vs. ART. Zwaartekracht (a) en elektrisch veld (E = Π_A , App. IV.6.) bezitten beide kegelsymmetrie [NOOT 57C].

3.15.5 Herformuleringen kunnen doorgevoerd:

→ $Gm_\Pi^2 = \Pi_A$, zodat $G = \dfrac{\Pi_A}{m_\Pi^2}$;

→ fysisch [NOOT 58] $F = \dfrac{G m \rho 4 \pi r^3}{3 r^2}$ wordt $F = \dfrac{G m_\Pi \rho \lambda^3}{\lambda^2}$, waarbij $G m_\Pi \rho \lambda^3 = \Pi_A$,

zodat $G = \dfrac{\Pi_A}{m_\Pi \rho \lambda^3}$ en $m_\Pi = \rho \lambda^3$;→ fysisch $g_0 = \dfrac{GM}{r^2}$ wordt $a = \dfrac{G m_\Pi}{\lambda^2}$;

→ fysisch $T = \sqrt{\dfrac{3\pi}{4G\rho}}$ als periode van enkelvoudige harmonische beweging wordt

$$T = \sqrt{\frac{1}{G\rho}} = \sqrt{\frac{1}{N_\Pi^2}} \left(= \sqrt{\frac{1}{P}} \right) = \sqrt{T^2} = T \ ;$$

→ fysisch $M = \dfrac{g_0 R^2}{G}$ wordt $m_\Pi = \dfrac{a \lambda^2}{G}$;

→ fysisch [NOOT 59] $\dfrac{Me^4}{8h^3\varepsilon_0^2}$ wordt $\dfrac{m_\Pi Q^4}{\varepsilon_0^2} = N_\Pi$

3.15.6. Capaciteit $C = \dfrac{C}{V} = \dfrac{\text{Coulomb}}{\text{Volt}} = \dfrac{C}{\frac{1}{m_\Pi}}$ verbindt elektromagnetische en mechanische elementen als $C = Qm_\Pi$.

3.15.6.1. Vanuit m_Π gelden :

- $\frac{Q}{m_\Pi} = N_\Pi$ en $\frac{m_\Pi}{C} = \Phi_B$;

- $\frac{m_\Pi}{\lambda} = \frac{1}{\Phi_E} =$ 1 /4 /21, 333333 /102,4 /455,1111 /1.927,5294 / 7.943,7574 ;

- $\frac{m_\Pi}{\lambda^2} = C =$ 1 /8 /85, 333333 /819,2 /7.281,7674 /61.680,802 / 508.403,05 ;

- $\frac{m_\Pi}{\lambda^3} = \rho = \varepsilon_0 =$ 1 /16 /341, 33333 /6.553,6 /116.508,28 /1.973.785,7/ 32.537.795;

Tussen de waarden van $\frac{m_\Pi}{\lambda}$ en $\frac{m_\Pi}{\lambda^2}$ is per t-trap de multiplicator

de H-impuls : 1 / 2 / 4 / 8 / 16 / 32 / 64 ;

eveneens tussen de waarden van $\frac{m_\Pi}{\lambda^2}$ en $\frac{m_\Pi}{\lambda^3}$. Het verschil tussen de drie

grootheden bedraagt immers telkens een factor $\frac{1}{\lambda} = H$.

Kort : $\frac{H}{\Phi_E} = C$; $HC = \rho = \varepsilon_0$; $\frac{H^2}{\Phi_E} = \rho = \varepsilon_0$.

3.15.6.2. m_Π is de informatiemassa (3.4.) . $C = \frac{m_\Pi}{\lambda^2}$ wordt de informatiecapaciteit.

3.15.7. Gravitationele en elektromagnetische grootten zijn verbonden :

- gravitatiepotentiaal $\phi = a\lambda = \Pi_A^2$ (3.14.3.) en elektrische potentiaal $\mathcal{E}$

als $\frac{\phi}{\mathcal{E}}$ = 1 / 2 / 3 / 5 / 9 / 17 / 33 = N_Π ;

- gravitatieveldsterkte $a = \lambda T^{-2}$ (3.14.2.) en elektrische veldsterkte E

als $\frac{a}{E}$ = 1 / 2 / 3 / 5 / 9 / 17 / 33 = N_Π ;

- gravitatiefactor G (3.14.4.) en coulombfactor $C = \frac{1}{\varepsilon_0}$

als $\frac{G}{\frac{1}{\varepsilon_0}} =$ 1 /4 / 9 / 25 / 81 / 289 / 1.090 = N_Π^2 = P-vermogen.

Zo verschijnt $G = \frac{H_0^2}{\rho} = \frac{N_\Pi^2}{\rho}$.

Tussen gravitatie en elektromagnetisme is de multiplicator N_Π -energie of

N_{Π}^{2} : $\phi = N_{\Pi}\,\mathcal{E}$; $a = N_{\Pi}\,E$; $G = N_{\Pi}^{2}\,.\frac{1}{\varepsilon_0}$. Elektrische en gravitationele veldsterkte zijn gelijkwaardig : $E = \frac{F}{Q}$ naast $a = \frac{F}{m_{\Pi}}$ (cf.3.15.).

3.16. De Planckschaal inhereert het golfpakket of (covariant) Π-quantumveld (3.14.1., 3.14.5. – 6., 3.15.4.1., App. VII. 1. en 5.). "Gravity becomes comparable in strength to electromagnetism and the other forces at the Planck scale." [Noot 60. Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos & Georgi Dvali, Sci. Am. aug. 2000, pp. 48 – 55.] Bijgevolg is de unificatie van krachten aan de basis ingebouwd (cf. infra 7.6.9. – 2.). Het absolutum der spindifferentie $|\triangle\,\Pi_x = \lambda|$ (3.14.1.) vestigt de covariante Π-metriek als Planckschaal.

3.16.0.1. De sterke kracht kan geschreven als $F_s = \hbar\, c/r^2$[Open access government 28-3-2022, Costas Vayenas, Dionysios Tsousis and Dimitrios Grigoriou, google 19-1-2023.].

Zo $F_s = 1.\Pi_A/\lambda^2 = F$ (3.10.3.).

3.16.1. Classificatie en confinement van w-sequensen in Π-klassen, vacuumpolarisatie van Π-klassen (App. VII.4.) en hun confinement in de begrenzing van het golfpakket (3.12.4.1., infra 4.8.2.1.) zijn een intrinsieke consequentie van het Π-principe als voorschrift (1.3.). Een eigenlijke krachtwerking kan niet gedefinieerd. Er kan slechts gesteld (App. VII. 4.1.) : attractie tussen Π-klassen bij infrarode slavernij als $\mathcal{A}{\sim}|\triangle\,\Pi_x|$, repulsie bij asymptotische vrijheid als $\Re{\sim}\left|\frac{1}{\triangle\Pi_x}\right|$.

3.16.1.1. Dezelfde kracht, die de w-sequensen bindt in een Π-klasse, bindt de Π-klassen in een golfpakket [Cf. Paul M. Sutter, "Espace & Astrophysique" dec. 2021, pp. 50 – 64 : " La force nucleaire forte maintient ensemble les quarks qui constituent les protons et les neutrons, et une partie [résiduelle] de la force forte maintient également ensemble les protons et les neutrons du noyau d'un atome."].

3.16.1.2. "Lattice confinement fusion … compress to extreme pressures … can generate enormous amounts of energy" [Universe Today, Matt Williams, Google 18-1-2023.]. Het Π-golfpakket is een begrenzende roosterstructuur (1.18.1.-2., 2.13., 3.12.3.-4.1.) waarbinnen druk toeneemt (3.10.5.) bij stijgende compressie (infra 7.6.12.6.-2.), ergo N_{Π}-energie steeds groter wordt (3.5., cf.1.14.1.10.).

3.17. Het golfpakket is een quantumveld (2.). "Little ripples in these fields carry energy and momentum … these ripples come in bundles, or quanta, that are recognized … as elementary particles." [Noot 61. Steven Weinberg, Sci. Am. dec. 1999, pp. 36 – 43.].

Dit vestigt het golfpakket als karakteristieke entiteit met corpusculaire en ondulatoire

eigenschappen (cf. infra 4.8.2. – 2.).

3.17.1. Een quantumveld vereist een dito vacuum. De vacuumpolarisatie der Π-klassen voldoet aan deze voorwaarde (1.13.1.). Fluctuaties verschijnen als quantumeffecten (2.9.1., 3.5.1. – 3., 3.17.).

3.18. De informatie-opbouw (1.1., 2.6.3., 4.3.) kan m.m. getoetst aan het atoommodel met 4 quantumgetallen [Bron : W. Mortelmans, H. Van Elst & C.Van Mechelen, "Chemie 3", Van In – Lier 1993, pp. 51 – 60 en 65.].

Fysisch verschijnt :

α) het hoofdquantumgetal n definieert het energieniveau of schil met n toestanden;

β) het nevenquantumgetal ℓ definieert de vorm van de orbitaal als waarschijnlijkheidsfuntie; er gelden (hoofd)voorkeursrichtingen, i.e. richtingen met grootste waarschijnlijkheid;

γ) het magnetische quantumgetal m definieert de ruimtelijke oriëntatie der voorkeurs-richtingen; het legt richtingsquantisatie op ;

δ) het spinquantumgetal m_s of s betreft het uitsluitingsprincipe.

3.18.1. Getransponeerd verschijnen :

α) het energieniveau of schil correspondeert met het golfpakket φ met N_Π-energie en N_Π-aantal toestanden of Π-klassen;

β) de voorkeursrichtingen met grootste waarschijnlijkheid relateren aan de inequiprobabele Π-klassen; deze binden de w-sequensen in zich tot confinement en concentreren hun waarschijnlijkheden;

γ) de ruimtelijke oriëntatie der voorkeursrichtingen betreft de w-spininstellingen, in de Π-klasse gebonden tot één spinwaarde;

δ) het spinquantumgetal of spinhoekmoment beschrijft de fractionele anyonen of Π-klassen; zij vertonen onderling steeds een spindifferentie $|\Delta\Pi_x| = \lambda$ met "spingaps" (3.14.1., 1.14.1.9.); ergo gehoorzamen zij het uitsluitingsprincipe (1.4., 1.9.1.-2., App.X.6.).

3.18.2. In het Π-systeem opereert Ockham met "least action". De Π-klasse includeert waarschijnlijkheid, w-sequensen als spininstellingen en anyonisch spingetal.

Het golfpakket vat de Π-klassen probabilistisch.

3.19. Π-klassen kunnen vergeleken met fysisch "valleys". "Valleys or momentum states … Valley Polarized [physics.aps.org, 21-7-2021.]." Valleys in the band structure, degenerate in energy but separate in momentum space" [Trevor Lamountain e.a., nature communications, 28-7-2021.]. De bijhorende spingrootheid is de "Valley pseudospin" ; "valley polarization" is

de symmetriebreuk tussen naburige “valleys” of locaties [Indian Institute of Technology, Bombay, Google 4-8-2021.]. “Valley degeneracy” wordt aangeduid als N_v= geheel getal (1,8 enz.) [Christopher J. Perez e.a., Science Advances 20-1-2021, pace Google 4-8-2021.].

3.19.1. Bovenstaande is volledig toepasbaar op Π-klassen in het golfpakket. Zij behoren tot 1 energietoestand van het golfpakket met gescheiden spinhoek momenta Π_n in de momentumruimte. Het fractionele Π_x-spingetal is de pseudospin, die de Π-klassen lokaliseert in het golfpakket, - een symmetriebreuk (1.3.). Dit is “valley” polarisatie.
De “valley degeneracy” N_v is termgetrouw het N_Π-aantal Π-klassen in het golfpakket of N_Π-degeneratie (infra 6.11.1.δ).

3.19.2. Conform de fysische definities van “valleys” (3.19.: “energy degenerate”) kunnen Π-klassen als “valleys” optreden doorheen de t-evolutie, daar hun Π_x-spingetal een behouden grootte is (1.14.-1.).

3.19.3. Onderling chirale Π-klassen (1.14.2.3.) zijn vergelijkbaar met “chirale edge states” [Cf. Rachel Berkovitz, Physics APS, Google 24-9-2021.]. “ Materials in an quantum spin Hall state (IV.25.) have a bulk that behaves like an insulator and a surface that segregates electrons according to their spin. … Topological insulators.” Dit is toepasbaar op het Π-principe (1.2.-4.), dat w-sequensen scheidt en ordent in onderling disjuncte Π-klassen (1.8.2.). Er geldt een parameter “spin Chern number that quantifies the surface segregation of the spins”. Er verschijnt het concept pseudospin (3.19.-1). : “pseudospin, a form of angular momentum analogous to the spin of an electron”.

3.20. Per golf-deeltje dualiteit (3.9) houdt het Π-golfpakket tevens een Π-deeltje in.
Met spinwaarde 1 (3.13.1.) is het een bosonisch $\Pi_{1,0}$-deeltje. Het is evenzeer een omvattende topologische knoop van het hele Π-veld (2., 2.7.), waarin de Π-klassen verknoopt zijn, i.e. verstrengeld (2.3.1.). De summatieve nulspininstelling is conform de som der dito Π-klassen (1.9.1.). Als $\Pi_{1,0}$-deeltje kan het herleid tot 2 halve deelgroepen, die mekaars spiegelbeeld zijn (1.8.1.1.) : een genuïen majoranadeeltje (1.14.3.).

3.20.1. Bovenstaande beschrijft alternerend een gefaseerde t_0-toestand, een termgetrouw soliton in het Π- veld en monopolair. Als Π-deeltje is het monopolair. Anders dan de massaloze Π-klasse-monopolen (1.14.1.-2.) betreft het een monopool met de deeltjeseigenschappen massa en energie, “zwaar, een hoopje veld…” [Gerard ’t Hooft, o.c., pp. 128 – 134.].Aldus is het Π-golfpakket undulatoir een multipool (2.3.4.1.2.), corpusculair een monopool.

3.20.2. Het multipolair karakter van het golfpakket toont zich als asymmetrische structuur per impulsmoment L=1 (App. X.6., cf.3.11.2.3.).

NOTEN

1. Feynman II - 28 – 13 : " Relating frequency to energy and wave number to momentum" ; H. Genz, o.c., p. 228.
2. Prisma van de Natuurkunde, p. 130 : " Voor een enkelvoudige harmonische trilling ..."; "Fundamentals of Physics", pp. 397 en 411.
3. Prisma, p . 152 . Bij harmonische trilling is insgelijks de frequentie onafhankelijk van de amplitudes, - en is het energiespectrum equidistant (M. Kumar, "Kwantum", p. 403; C. Fr. von Weiszäcker, "Aufbau der Physik", p. 494).
4. Seth Lloyd & Jack Ng, Sci. Am nov. 2004, pp. 30 – 39: "Quantum mechanics predicts that spacetime, like other physical systems, is discrete".
5. "Atoms of space and time … time evolves by a series of abrupt, discrete moves … discrete ticks of a clock … time does not exist in between the ticks; there is no in between" : Lee Smolin, Sci. Am. January 2004, pp. 56 -65.
6. "Distances and time intervals cannot be measured to infinite precision" : Seth Lloyd & Jack Ng, Sci. Am. Nov. 2004, pp. 30 – 39.
7. I. Prigogine, " Von Sein zum Werden", p. 248.
8. Wel: S. Hawking & R. Penrose, "De aard van Ruimte en Tijd", pp. 92 – 93 en 157, met vervaltijd $\mathrm{T} \sim \frac{\hbar}{\mathrm{E}}$.
9. I. Prigogine & I. Stengers : " Entre le Temps et l' Éternité", p. 128 en 202 – 203; " Dialog mit der Natur", p. 235; " Orde uit Chaos", p. 240.
10. Cf. A. Zeilinger, " Toeval", p. 107 : " de baan van een elektron om de atoomkern is een geheel veelvoud van de de Brogliegolflengte ".
11. D. Halliday & R. Resnick, " Fundamentals of Physics", p. 426.
12. I. Prigogine & I.Stengers, NOOT 9, 1°, p. 161.
13. Cf. R.Y.Chiao, P.G. Kwiat & Ae. M. Steinberg, Sci. Am. Aug. 1993, pp. 38 – 46 : " the redder colors pull ahead while the bluer hues lag behind ... each color travels at a different speed"; Amanda Gefter, Sci. Am. dec. 2002, pp. 21 – 22 (Profile Fotini Markopoulou) : " … then individual photons should travel at slightly different speeds, depending on their wavelength" ; Lee Smolin, Sci. Am. jan. 2004, pp. 56 – 65 : " photons of different energies should travel at slightly different speeds … the universal speed is the speed of very low energy photons, or equivalently, long-wavelength light;

David Appell, “ Unlimited Light” , Sci. Am. sept. 2000, pp. 18 – 19 : “ higher frequencies mean lower speeds.” ; John Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. sept. 2000, pp. 54 – 61 : “ … the Kerr effect generates waves of shorter and longer wavelengths, and dispersion separates the component waves”; Martijn van Calmthout, “Het trillende universum”, Nw. Sci. Pocket Science, p. 86 : “… loopquantumzwaartekracht… . De lichtsnelheid is in het ruimtetijdnetwerk niet universeel, maar afhankelijk van de golflengte of kleur van het licht.”.

14. J.D’ Olieslager & L. Verhaegen, “ Experimentele Natuurkunde” Ic, p. 15 en II , pp. 228 en 267; Fundamentals of Physics, pp. 408 – 412 : “resonant frequencies”. J.P. McEnvoy & O. Zarate, o.c., pp. 135 – 138.
15. N. Herbert, o.c. , p. 140; I. Prigogine, “Het einde van de zekerheden”, p. 101.
16. Dirk Draulans, Knack 11 - 5 - 2011, p. 87; cf. Glenn D. Starkman & Dominik J. Schwarz, Sci. Am. aug. 2005, pp. 36 – 43.

16.B. Cf. “ Prisma van de Natuurkunde”, pp. 28 en 82 – 83 : principes van Huygens en Snellius voor buiging en breking.

17. I. Prigogine & I. Stengers, “ Entre le Temps et l’ Éternité”, p. 127.
18. Michael Shermer, Sci. Am. jan. 2005, p. 22 (citeert Victor Stenger) : “ … that for a system to be described quantum-mechanically, its typical mass (m) , speed (v) and distance (d) must be on the order of Planck’s constant (h).”.
19. Experimentele Natuurkunde IA, pp. 29 en 113 voor $v = \sqrt{2as}$ als formule van Torricelli.
20. Prisma van de Natuurkunde, p. 152 ; “Fundamentals of Physics”, pp. 245.
21. Experimentele Natuurkunde IA, p. 87 .
22. Ib. en F. Ph. , p. 245.
23. Fund. Ph. , pp. 395, 411.
24. Exp. Nat.IA, p. 73 en 140 ; Prisma Nat. , p. 168.
25. Fund. Ph., p. 784.
26. Prisma Nat., p. 119; Exp. Nat. IA, p.87.
27. Exp. Nat II, p. 227 en IA, p. 87; Prisma Nat., p. 84.
28. Fund. Ph. , pp. 784 – 785; Feynman I – 52 – 7.
29. Fund. Ph., p. 783.
30. Cf. YF, New Scientist, December 2015, p. 11; Feynman II – 24 -7; Fund. Ph., p. 902.
31. Cf. Jean-Paul Keulen, Kijk 1 / 2012, p. 47, voor een gelijkaardig procédé i.v.m. snaartheorie.

32. Bij sterke kernkrachten: H. Genz, o.c., pp. 321 – 323.

32.B. H. Genz, o.c., p. 322.

33. Cf. J. Matson, Sci. Am. march 2009, p. 17; J.P. Keulen, Kijk 4 / 2013, p. 20: Casimir-effect. Cf. Ch. Choj, Sci. Am. jan. 2004, 21 (Van der Waalskrachten): " … molecules attract each other as they approach but repel as they move apart". R. Ent, Th. Ulbrich & R. Venugopalan, Sci. Am. may 2015, p. 38: "Strong self-interactions cause them [gluons] to repel one another".

34. Cf. H. Genz, o.c., pp. 259 , 288, 317 – 318 en 321 – 323; D. Draulans, Knack 8–12–2004, pp. 66 – 68 (over David Gross); G. 't Hooft, o.c., p . 204.

35. Cf. J. Lykken en M. Spiropulu, Sci. Am. may 2014, p. 25 : "repulsive electric force"; C.R. Monroe & D.J.Wineland, Sci. Am. august 2008, pp. 44 – 51 : " electric repulsion … coulomb repulsion … mutual coulomb repulsion ".

36. Christopher R. Monroe & D.J. Wineland, a.c. : " ... the electric repulsion among them provides a strong interaction for producing entanglement"; " because both qubits are positively charged, their motion is strongly coupled electrically … use this Coulomb interaction to couple indirectly the internal states of the two ion qubits …"; "in this state the marbles would tend to move in tandem … oscillate back and forth … along their direction of alignment while preserving the separation distance between them"

37. Pace John Butterworth, Discovery Channel, "Through the Wormhole".

37.B. Cf. H. Pagels, "Perfect Symmetry", p.187 :"The electromagnetic field has spin one".

38. Yannick Fritschy, New Scientist, oktober 2015, p.45.

39. H.p. Robertson in P.A. Schilpp (Hrsgb.) , "A. Einstein als Philosoph und Naturforscher", p. 166 : " eine natürliche Längeneinheit $R = \frac{1}{|K|^{\frac{1}{2}}}$ ... den Krümmungsradius ".

40. H. Genz, o.c. , pp. 418 – 419.

41. Thomas Hertog, OAM 2002/4 , p. 432.

42. Y. Fritschy, New Scientist, oktober 2015, p. 44.

43. Cf. Lawrence Krauss, "Universum uit het Niets", pp. 186 en 203: " ... de geometrische kromming van het heelal ... is ... volgens de ART ... een eigenschap van de ruimte zelf; "... geometrische grootheden zoals kromming, die onafhankelijk van zulke labelingsschema's zijn".

43.B. Cf. Thomas Hertog, Karakter 56/2016, pp. 9 – 11, "Rimpelingen van het ruimteweefsel " : " De koppeling tussen massa en kromming … is bijzonder klein".

44. Prisma van de Natuurkunde, pp. 76 – 77 en 177.

45. Feynman II – 42 -13.

46. Ib. II – 42 – 11.

47. Fund. Physics, p. 332.

48. R. Corby Hovis & Helge Kragh, Sci. Am. May 1993, p. 67, "P.A.M. Dirac" : " G is inversely proportional to the age of the universe and hence must be steadily decreasing with cosmic time".

49. Naar Fundamentals of Physics, pp. 544 en 549.

50. I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l'Éternité", p. 161.

51. Jacob D. Bekenstein, " Information in the Holographic universe ", Sci. Am., aug. 2003, pp. 48 – 55.

52. Feynman II – 42 – 6 en - 42 – 13.

53. Bernulf Kanitscheider, " Das Weltbild Albert Einsteins", p.198, noot 132.

54. Adam G. Riess & Mario Livio, Sci. Am. March 2016, pp. 30 – 35, i.c. p. 34.

55. Niek de Kort & Prof. Dr. H. van der Laan (red.), Teleac – Moderne Sterrenkunde, pp. 288, 382 – 383.

56. Ib.

57. Fundamentals of Physics, pp. 537 – 538.

57.A. John-Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. sept. 2000, pp. 54 -61 : " … the fine structure constant, which dictates the strength of the electromagnetic force ".

57.B. Cf. Garrett Lisi & James Owen Weatherall, Sci. Am. Nederlandstalig 1/, 2011, pp. 58 – 66 ; Jean-Paul Keulen, Kijk 2 / 2011, pp. 14 – 23. Het theoreem stelt, dat gravitatiekracht niet samen met de andere krachten in één (Lie-) symmetriegroep mag gebracht; voorwaarde is, dat een genuïene ruimtetijd vigeert.

57.C. A. Ceulemans, OAM 1987/2, pp. 107 – 116.

58. Fundamentals of Physics, pp. 334, 337 – 338 en 351.

59. Prisma van de Natuurkunde, p. 185.

*. De de Broglie-golflengte van het golfpakket is gelijk aan de spatiëring tussen de Π-klassen, cf. Phys. org, Ingrid Fadelli, Google 14-8-2023: " quantum degenerate gas regime" (1.16.).

4. Een Π-golfpakket omvat alle vorige pakketten in zich, - in potentie de toekomstige. Dit is T-superpositie, die alle t-trappen omvat. Zij is het derde organisatieniveau van het Π-systeem (1.1.). De Π-schaal (3.) breidt zich over de tijdsas uit en wordt T-invariant (cf. 2.7. in fine). Het superijkveld van het golfpakket (2.9.1.) wordt een T-analogon met temporele ijkinvariantie. De T-transformaties, - tijdsverschuivingen in de t-evolutie (3.5.1.) – , zijn conformeel [NOOT 1] (cf. 1.14. – 1.). Conformele invariantie [NOOT 2] herschaalt de metriek . Deze is schaalinvariant, ipso facto zelfgelijkvormig [NOOT 3]. Zij is een intrinsieke metriek (cf. 3.14.1.).

4.1. Π-klassen zijn de knopen van een golfpakket (1.14.). T-superpositie beeldt de knopen van lagere golfpakketten in de knopen van hogere af. Ze bewaart de structuur van eersten. Dit voorschrift van inbedbaarheid houdt een ‘injectieve infimum-bewarende afbeelding’ in [NOOT 4]. Deze inbedbaarheid overstemt reguliere superpositie. De golfpakketten schuiven ineen, vallen samen in het conformele veld van de Π-schaal. Het is een aan de basis ingebouwde karakteristiek van het Π-systeem. Spintheoretisch is het collectief gedrag van bosonische golfpakketten bij S = 1 (3.13.1.)

4.2. Resulteert spatialisering van de tijd. Er ontstaat een ééndimensionaal lijnland met van nature ingebouwde tijdscomponent [NOOT4B]. T-superpositie bewaart alle informatie (cf. 1.12.2.).

4.2.1. De φ_n- golfpakketten zijn in T-superpositie sterk gecorreleerd, i.e. verstrengeld (cf.2.3.1.). Conversie is mogelijk van frequentie in intensiteit, i.c. magnitude of waarschijnlijkheid der Π-klassen [Cf. Phys. org. University of Science and Technology China, Google 19-9-2021 : “frequency conversion into an intensity interferometer.”]. T-superpositie wordt getransponeerd in een genuïene T-ruimte. Hieruit blijkt de t-evolutie der intensiteiten simultaan.

4.2.1.1. De verknoping of vervlechting der golfpakketten tekent hun T-verstrengeling [Cf. Jim Shelton, Yale University, Phys. org, 19-7-2022 : “… graph how resonator’s frequencies change while tuning the resonator, the graph will show braids and knots … braid, a topological object.”]. Het betreft een evolutionaire verstrengeling over de temporele discretie der quantumsprongen heen (3.5.2., cf. 4.8.6.3. en 5.3.1.). Noot : [Cf. Natalie Wolchover, Quantummagazine, Google 2-12-2022 : “ A pair of black holes in AdS space whose interiors connect via a wormhole … ER=EPR. …Spatial connection that records their shared histories.”].

4.2.1.2. De ongelijke energiedifferenties $|\Delta N_{\Pi}|$ tussen golfpakketten als t-trappen duiden op niet-lineariteit qua harmonischen en resonanties (3.8.1.-2.) [Cf. Charlotte Hu, Phys. Rev. Research, Google 12-9-2022 : "A nonlinear resonator gives you an unequal spacing of energy levels."]. En "a Josephson junction provides the essential nonlinear element…" (5.2.4.).

4.2.1.3. Het T-veld stelt een generale mogelijkheidskataloog. Unitariteit geldt per t-trap, ongeacht het toenemende aantal Π-klassen of w-sequensen (1.12.1.-2.). De afdruk van lagere golfpakketten wordt in hogere als geheugen bewaard (4.1.). Derhalve blijft het unitariteitsprincipe temporeel behouden [Cf. Charlie Wood, "Let quantum possibilities increase as space expands", Quanta Magazine, Google 28-9-2022.]. Een resonerend systeem genereert van nature een stijgend aantal mogelijkheden [CF. Phys. org, Chalmers University of Technology, Google 28-9-2022.].

4.2.1.4. De T-superpositie kan vergeleken met een "Superlattice, where multiple layers of materials create periodic structures"(cf.7.6.5.1.) [Big Think, Ethan Siegel, Google 16-2-2023.].

4.2.2. T-superpositie biedt de natuurlijke interferentie der φ_n-golfpakketten. Dit is een temporele nonlocaliteit [Cf. Raymond Chiao e.a., Sci. Am. augustus 1993, pp. 38 – 46.].

4.2.2.1. T-superpositie/verstrengeling onderscheidt niet meer tussen golfpakketten (cf. infra 7.6.5.1.). Het betreft een algemene coördinateninvariantie met hoge symmetrie (cf. 1.7.1.-1., 2.7.-0,1.), i.c. een lokale ijkvariantie in het T-ijkveld (cf. 7.6.3.). Disparate toestanden worden mutueel gecompenseerd.

4.2.2.1.1. Golfpakketten worden causaal inseparabel [Cf. Phys. org, Lisa Zyga, 8-11-2015 : "causal inseparability".]. Cf. een onbepaalde causale orde [Phys. org, Anna Deming, 30-6-2020 en ib., University of Queensland, 3-9-2018; Google 9-2-2023] in een superpositie van ordeningen [Ib. University of Queensland, 25-8-2020 : "indefinite causal order …superposition of orders"; "indefinite causation/arrow of time … superposition of spacetime geometries, WIRED, Charlie Wood, Google 14 - 3 - 2023]. Zo ook "Aufbau" vanuit t_0 (4.3.) en attractie vanuit t_Ω (1.20.5., 3.14.2.-3.; cf.infra 7.7.).

4.2.2.1.2. Kennis van één t-trap of golfpakket breekt de hoge symmetrie der T-superpositie. Weer parallel het 2-spleten experiment (1.5.2.0.1., 2.3.4.2.1.) : de T-interferentie verdwijnt [Naar H. Genz, o.c. p.146 : "Über" wann" und "wo" sprechen … ist die hohe symmetrie der ART bereits gebrochen".].

4.2.2.2. Spatialisering van de tijdscomponent vestigt de Π-schaal als absolutum (7.6.3.). Er vigeert spatiotemporeel confinement [Cf. Robert Perkins, Caltech, Google 1-8-2022.].

4.2.3. Per interferentie worden de Π_n- spinsnelheidsverschillen (3.13.) irrelevant. De golfpakketten zijn gecorreleerd in energie en tijd. Dispersie (3.8.) verdwijnt [Ib. m.m. : “ the photons are correlated in energy and time. … As a result, the speed differences balance out, and the effects of dispersion cancel out.”].

4.2.4. “Magnons are weakly interacting quasiparticles obeying Bose-Einstein statistics” [Wikipedia, Google 8-4-2022]. Het verval van bosonische golfpakketten in de t-evolutie heeft de zwakke kracht als oorsprong. P-symmetrie wordt geschonden in de emergentie van nieuwe Π-klasse – flavors, doch bewaard door de inbedbaarheid per T-superpositie, die alle Π-klasse-smaken omvat. (cf. 1.14.1.10.2-3.).

4.3. Een golfpakket vertoont dubbelnatuur: het is zowel een ruimtelijke superpositie van Π-klassen of impulsmomenten als een T-superpositie van golfpakketten of energieniveaus [NOOT 5]. Als laatste houdt ze een oneindige reeks van oscillatoren in [NOOT 6] met alle frequenties. De hoogste incidentie heeft de laagste energietoestand φ_0. De t-trappen of energieniveaus schikken zichzelf van nature ordelijk in de T-tijdsontwikkeling: de lagere vóór de hogere, i.e. “Aufbau” [NOOT 6B]. Er ontstaat een eeuwig zelfreproducerend Π-multiversum bij zelfbestendigende inflatie, op elke tijdsruimtelijke schaal [NOOT 7]. Het finiete karakter van T (3.5.2.) verhindert totale temporele compressie der golfpakketten analoog de ruimtelijke situatie bij numeriek $\mathrm{T} \geq \lambda$ (3.12.1.). Tijdsdynamiek blijft behouden. Er rijst geen statisch blokuniversum.

4.4. Elk Π-golfpakket geeft een verdeling φ_n van Π-klassen binnen eenzelfde schaal. De genererende basisverdeling is φ_0 bij t_0. Elke verdeling toont de mate van fragmentering van de λ-lengte. Er emergeert een inwendige tijd T. Prigoginiaans kan deze beschreven als een topologische tijd, die de fragmentering der verdelingen meet [NOOT 8]. Hij geeft de leeftijd der verdelingen aan. Superpositie van verdelingen vormt de structuur van het Π-systeem . Er ontstaat simultaneïteit van verdelingen of leeftijden, i.e. een mengsel van toestanden (cf. 1.20.3.).

4.5. “Als schaalgedrag kon worden omgekeerd, dan kreeg je een theorie waarin de deeltjes in kleine omgeving zich als vrije deeltjes gedragen, maar op grote afstand sterke krachten op elkaar uitoefenen [NOOT 9]”. Π-schaalgedrag kan worden omgekeerd bij T-ijkinvariantie. Het leidt tot infrarode slavernij en asymptotische vrijheid (3.12.1.-4.).

4.6. Redeneringen dienen omgekeerd. Niet het simplex golfpakket als geïsoleerd individuum, doch het golfpakket als compositum van golfpakketten is fundamenteel. Een mengsel is de natuurlijke toestand (4.4.). Tijdsanalyse is een statische constructie. Er blijkt de driegenerationele synthese van het Π-systeem (1.1). Een Π-klasse primeert op w-sequensen (1.14.), een golfpakket op Π-klassen (2.3.2.), T-superpositie op singuliere golfpakketten.

4.6.1. Het Π-principe kan toegepast op het W-veld als oneindige verzameling van w-sequensen ongeacht de bitlengte H. Resulteert een golfpakket met een oneindig aantal Π-klassen met onbepaalbare magnitudes. Idem dito voor de grootten, geliëerd aan het golfpakket. Deze structuur ontbeert tijdscomponent en t-evolutie. Informatie behoeft temporele differentiatie en discretie ; een vereiste der informatie-orde zoals de ruimtecomponent (2.6.4.).

4.7. De Hausdorff- of fractale dimensie d vat segmentlengte u en aantal segmenten N als $\mathrm{N} = \left(\frac{1}{\mathrm{u}}\right)^{d}$ [NOOT 10]. Er gelden $\mathrm{u} = \lambda$ en $\mathrm{N} = \frac{\mathrm{H}}{2}$ (zie 1.13.) als $\frac{\mathrm{H}}{2} = \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{d}$ met $\mathrm{d} = - \,/\, 0 \,/ 0{,}5 \,/\, 0{,}6666666 \,/\, 0{,}999 \ldots$ enz. De fractale dimensie blijkt over de tijdsas gedefinieerd. Daar λ finiet blijft (3.5.2., 3.12.1.) is 1 de asymptoot van d. De lijndimensie als asymptoot bewijst dat de Π-klassen gescheiden blijven. Er geldt schaalinvariantie (infra 7.6.2.). De periodieke halvering van de golflengte λ is an sich een iteratief proces [Cf. Ann Dooms, EOS Wetenschap, Google 20-4-2022].

4.7.1. De T-superpositie vertoont zelfgelijkvormigheid : de samenstellende delen lijken op de structuur van het geheel. Het is een superpositie van golfpakketten met alle golfgetallen en elke periodische duur. Dit wijst op flicker noise of $\frac{1}{\mathrm{f}}$ noise [NOOT 11], het temporele analogon van ruimtelijke fractalen. In tegenstelling tot witte ruis (App. I. 9., App. II) verwekt flikkerruis lange afstandscorrelaties. Op de tijdschaal ontstaat evolutie bij sterke beïnvloeding door het verleden. Er emergeert een spectrale verdeling , die omgekeerd evenredig verloopt met de frequentie.

4.7.2. In het Π systeem bij $\frac{1}{\mathrm{N}_{\Pi}} = \mathrm{T}$ ontwikkelt zich de $\frac{1}{\mathrm{f}}$-verdeling navenant. Bij t_0 geldt $\frac{1}{1}$, vervolgens $\frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{9}$ enz. De incidentie (4.3.) is proportioneel met de T - periode [NOOT 12]. Analoog kan een impulsruis opgesteld bij $\frac{1}{\mathrm{H}} = \lambda$ [NOOT 13].

4.8. Een synopsis r.s.s. kan geconstrueerd.

4.8.1. De Π-klasse is een composiet quasideeltje door het collectief gedrag der betrokken w-sequensen, die zich samen als één deeltje gedragen. (1.14.2., 2.10.) [N.14.] Door de discrete fractionele spinwaarde (1.8.1., 1.9.) is zij een anyon [N.15.]. Daar zij haar eigen anti-deeltje is (1.14.2. – 3.), is zij een majoranadeeltje [N.16.]. Als anyon is zij niet-abels (2.7.1., infra 7.1.3.7.3.); onderling disjunct commuteren zij niet (1.8.1., 1.9.) [N.17.].

4.8.1.1. De Π-klasse als majoranadeeltje kan topologisch beschreven als quantumknoop (1.14.-1., 1.14.3.) [N.18.].

4.8.1.1.1. Π-klassen en hun w-sequensen kunnen beschreven als QSL's, Quantum Spin Liquids [Philip W. Anderson, pace GOOGLE 8-11-2020.]. De spinrichtingen fluctueren constant, ze lijnen niet op (1.6., 2.12.). Spin fractionaliseert tot Majorana-anyonen (1.14.3.). De sequensen vormen een verstrengelde 'soep', veroorzaakt door quantumfluctuaties; ze zijn sterk gecorreleerd (1.10.4.). "A QSL is a superposition of spin states, fluctuating but entangled" [SciTechDaily, Argonne National Laboratory.]. Dit bevestigt de quantumsuperpositie der w-sequensen in de Π-klasse (1.6.). De vertrengeling is topologisch :"The material's entanglement is topological" [Emily Conover, Science News, over QSLs, Google 8-12-2021.]. Majoranas kunnen verschijnen in een QSL :"A majorana fermion can emerge as a quasiparticle in certain superconductors or in a QSL" [Wikipedia, Google 9-4-2022.].

4.8.1.1.2. Evenzo [SciTechDaily, Princeton University, pace Google 18-5-2021] : " in QSLs the spins are constantly changing in a tightly coordinated, entangled choreography. The result is one of the most entangled quantum states ever conceived". Dit bestatigt de quantumverstrengeling van w-sequensen in de Π-klasse (1.10.). Verder : " The oscillations provide evidence for spinons. Ph. Anderson called the spin-containing particle a spinon."

4.8.1.1.3. Het verband tussen majoranas en niet-Abels gedrag blijkt [Y.W. Li e.a., Nature, pace Google 18-5-2021.] : " A unique quantum phase, - topological superconductivity - , can host exotic emergent particles such as the majorana fermion … . If a magnetic domain is formed, the domain boundary [cf. 1.13.1.1.] can host the majorana bound states, which, if bound with a magnetic flux quantum [cf. infra 5.2.4. en App IV.8.], obey non-abelian statistics." De Π-klasse is een anyonisch majoranadeeltje (1.14.3., 4.8.1.), een majorana anyon.

4.8.1.2. De golfvorm van de Π-klasse is de puls (2.3.4.1.-3., infra 5.2.0.2.4.), die, op de Π-schaal begrensd, een exacte lokalisering in de Π-faseruimte definieert (2.7., 2.13.3.) [N.19.].

De faseverbondenheid der betrokken w-sequensen wordt door de éne pulsgolfvorm in de configuratieruimte uitgedrukt, een element van "Verschränkung" (1.10., 1.10.4.) [N.20.].

4.8.2. Het Π-golfpakket blijkt een composiet quasideeltje en boson (2.10., 3.13.1., infra 7.6.5.2. en App. X. 4.2.). In het golfpakket zijn de Π-klassen complementair en verstrengeld (2.3.1.-2. ; cf. infra 5.2.0.2.4.: "coöperatief") [N.21.]. Naar "Weil sich die Elektronen in den Supraleiter wie ein einziges Boson verhalten, erstreckt sich die Schrödingerwelle über den ganzen Ring. Dieses ganze Pseudoboson … von einen einzigen "Teilchen", das sich wie ein einziges Quantenteilchen verhält … in voller Gänze "[N.22.] kan gesteld : de Π-klassen gedragen zich in het golfpakket collectief als één boson (voor supergeleidbaarheid, cf. 4.8.2.2.). Spectraal constitueren zij samen één kleur [N.23.]. Fysisch wordt dit geschraagd door de theorie der composiete bosonen [N.24.]. Het illustreert SUSY als equivalentie aller Π-klassen (2.9.-1.).

4.8.2.1. De sterke correlatie tussen de verstrengelde Π-klassen verbindt hen tot één enkele golfvorm (2.3.1. γ en App. III)[N.25.]. Het golfpakket is ruimtelijk begrensd (3.8.2., 4.8.1.2) [N.26.].

4.8.2.2. Het leerstuk der supergeleiding (2.11.2., 2.13.1.-2., 2.13.2.1., infra App. X. 4.2.) wordt eveneens fysisch geschraagd. Enerzijds is supergeleiding verbonden met anyonen [N.27.]. Anderzijds is supergeleidbaarheid een kenmerk van (composiete) bosonen [N.28.]. Π-klassen als anyonen en het golfpakket als composiet boson bieden een perfecte overeenstemming. Informatietheoretisch kunnen verstrengeling en supergeleidbaarheid samenhangend beschreven [N.29.].

4.8.2.2.1.Π-klassen isoleren w-sequensen in confinement (1.4.). Anderzijds zijn de klassen onderling verstrengelde knopen in het golfpakket (2.3.). Als anyonen ondervinden ze supergeleiding in het composiete quasideeltje (4.8.1.1.3., 4.8.2.2., 2.11.2., 2.13.2.1.). Deze constellatie kan m.m. vergeleken met fysisch topologische isolatoren : "Topological insulators are insulating on the inside and conductive on the outside" [Charles Q. Choi, IEEE Spectrum, 23-6-2021; Fenna van der Grient & Jim Jansen, Nw. Sci. juli-augustus 2021, pp. 22 – 27, interview Mark Golden.].

4.8.2.2.2 Fysisch verschijnen "Spin polarized Majorana surface states in superconductors [Phys. org 17-3-2021 en 26-10-2017; Syu-You Guan e.a., Sci. Adv. 2016.]. Π-klassen als stabiele anyonen (1.14.1.3.) zijn eveneens spin-gepolariseerd (1.14.1.6.2.). Hun "oppervlaktetoestand" kan gesteld als de overkoepelende Π_x-waarde, terwijl in hun "bulk" de w-sequensen in isolerend confinement verkeren.

4.8.3. Het Π-systeem bereikt zijn volheid in de temporele T-superpositie der golfpakketten uit dier bosonisch gedrag (4.-1., infra 7.6.6.3.1. : bosonensterren). Binnen de ruimtelijke begrensdheid emergeert temporele omvattendheid. Alle golfpakketten zijn verknoopt in en kunnen geconstrueerd binnen de éne enkele golfvorm van het T-gesuperponeerde golfpakket.
Er ontstaat synchronie van verleden, heden en toekomst, een "nunc aeternum" (infra 7.8.). verstrengeling transcendeert ruimte en tijd [N.30.].

4.8.3.1. Er geldt : "een veld te schrijven is als een superpositie van oscillaties met frequenties ω_k, waarvan de golflengte gaat van de afmeting van het systeem tot de afmetingen van elementaire deeltjes" (cf. infra 7.6.5.1. en App. VII : covariantie) [N.31.]. Er verschijnt een meervoudig getrapte superpositie, ergo een dito mengsel [N.32.].

4.8.3.2. Verstrengeling bindt elementen tot een ondeelbaar geheel. Dit veroorzaakt niet-distributiviteit (App. VII. 3.) : "The quintessential quantum effect is entanglement. Entanglement binds together individual particles into an indivisible whole. An entangled system cannot be broken down in classical way" [N.33.]. Confinement, golflogica en emergente vervaldeeltjes complementeren de situatie. De discrete golfpakketten zijn, -statisch beschouwd-, "Boolese eilanden in een niet-Boolese Oceaan" [N.34.].

4.8.4. Waarschijnlijkst, - en met hoogste entropie -, is de situatie met het grootste aantal microtoestanden [N.35.]. Hieruit volgt automatisch de noodzakelijk binaire tijdsontwikkeling naar steeds hogere t-trappen (1., App. I. 1.). Ipso facto de probabilistische interpretatie der irreversibiliteit. (1.20.5.-6.) [N.36.].

4.8.5. De composiet – dichotome Π-klasse (1.4., 1.8., 1.8.1.1.) "kan (m.m.)beschouwd als een gepolariseerde straal, samengesteld uit twee circulair gepolariseerde stralen, die zich in dezelfde richting voortplanten, maar in tegengestelde zin draaien" [N.37.]. Alternerend "in één en dezelfde richting tegelijk door een links- en een rechtslopende golf" en "samenwerken van twee bewegingen, rechtstreekse en teruggekaatste." (cf. 1.8.1.1.). Idem geldt het multicomponente golfpakket met multipele breking en polarisatie, naast duaal het modale Π_A annex brekingsindex (App. X.7.). Het golfkarakter is transversaal.

4.8.6. Summatieve nulspininstelling tekent Π-klasse, golfpakket, ergo T-superpositie(1.9.1., 1.10., 2.3.1.α, 4.1.). Dit kan gevat als een vacuüm in de quantumveldentheorie (3.17.1).
De golfpakketten - composiete quantumdeeltjes (4.8.2.) ontstaan en verdwijnen periodiek bij behoud der nulspininstelling met omvattend gelijk aantal bits $\rightarrow$ en $\leftarrow$, "a zero-particle state" [N.38.]. De nulspininstelling blijkt de finale behoudswet. In lijn met de probabilistische unitariteit van het mogelijkheidsveld, energie x tijd, impuls x golflengte en spin 1 van het

golfpakket (1.12.1.-2., 3.9.1., 3.11.2., 3.13.1.). Bij holistisch effect genereert het verstrengeling (1.10.1., 1.18.2., 2.3.1.). Relativistisch komt de kaskade van deeltjes overeen met de bewegingstoestand van acceleratie a [N.39.]. Er geldt $\frac{a}{\Pi_A} = N_\Pi$. Laatste is de transpositie van de unruhtemperatuur : T $= \frac{\hbar a}{2\pi c k_B}$ wordt $\frac{a}{\Pi_A} = N_\Pi$ met temperatuur in dezelfde eenheden als de energie bij h = k = 1 (infra 7.6.7.) [N.40]. Unruhtemperatuur en Hawkingtemperatuur T_H (infra 7.6.7.3.) coïncideren.

4.8.6.0.1. "One part of Einstein's general theory of relativity, the "equivalence principle" - , gravity and acceleration are fundamentally indistinguishable -, establishes a connection between Hawkings prediction for radiating black holes and Unruh's prediction for accelerating photodetectors seeing light. If black hole gravity can create photons in a vacuum, so can acceleration" [SciTechDaily, Dartmouth College, Hui Wang & Miles Blencowe, Communication Physics 10-6-2021; pace Google 6-1-2022.]. Dit bestatigt de equatie $T_H = T_u$. Gravitatie alias acceleratie creëert Π-deeltjes uit een quantumvacuum (cf. 3.17.1 en 3.14.3.1.-2.).
Het Π-systeem stelt zijn eigen bron (infra 7.7.) [Cf. Ib. : "entangled light, a distinct feature of quantummechanics that cannot origin from outside … are produced in vacuum and not from another souce".].

4.8.6.1. De simpele spininstellingen zijn de enantiomeren →,← (1.). Summatief binnen Π-klasse en golfpakket vormen deze bits een racemisch mengsel. Ze neutraliseren elkaar mutueel bij resultatieve nulspininstelling. "Handedness" is equivalent met lading (1.11., 1.14.2.). Dusdanig emergeert een vorm van behoud van lading (nul).

4.8.6.2. Het Π-principe, - dat partieel ruimtelijk ambidexter opereert per globale spiegeling -, subordineert de notie spininstelling selectief aan spinwaarde. Precessie van de Π_A-modus (1.13.3., App. X.7.) verloopt in richting fermion, ergo massificatie. Informatietheoretische kromming koppelt aan spin als K.$\Pi_A = F_{grav}$ (1.15.1., 3.14.1., App. X. 9.).

NOTEN

1. Conformeel, cf. : Jacob D. Bekenstein, Sci. Am. aug. 2003, p. 54 ; I. Prigogine, " Het Einde van de Zekerheden", p. 159; S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 144.
2. Gary Stix, Sci. Am. march 2007, pp. 20 – 21 : " objects, when distorted, retain the same statistical properties".

3. H. Genz, o.c., p. 174 : “ Selbstähnliche Figuren sind skalensymmetrisch”; p. 201 : “ ... ist selbstähnlich oder skalensymmetrisch”.
4. A. Weiermann &D. Huylebrouck, Eos november 2014, pp. 108 – 109.
4.B. Cf. Rémy Chauvot, Espace & Astrophysique mei 2020, pp. 30 – 39 : ” Le temps cesse d’ exister et est remplacé par de l’ espace pur.” ; Craig Callender, Sci. Am. special edition, summer 2018, pp. 14 – 21 : “ … to spatialize time.” ; Daniël Cossins, Nw. Sc. november 2019, pp. 39 – 43 : “ ‘ruimtelijke presentatie van tijd’”.
5. Cf. Michael Nauenberg, Carlos Stroud & John Yeazell, Sci. Am. june 1994, pp. 24 – 29 voor “ a conventional atomic state” en “ the elliptical stationary state”.
6. Manjit Kumar, “Quantum”, p. 22 : “ … the blackbody as an enormous array of oscillators. Although each oscillator emits only a single range of frequencies, collectively they emit the entire range of frequencies found within the blackbody” ;
Serge Haroche & Jean-Michel Raimond, Sci. Am. april 1993, pp. 26 – 33 :
“ This … vacuumfield exhibits intrinsic fluctuations at all frequencies”.
6.B. John Pavlus, Sci. Am. dec. 2016, p. 35.
7. John Horgan, Sci. Am. april 1993, p. 10 (over Andrei Linde) : “the eternally self-reproducing universe. Inflation is also self-perpetuating … fractal in nature it recurs at scales …”; Tim Folger, Sci. Am. sept. 2015, p. 63 (over J. Richard Gott) : “ Inflation is very hard to stop once it gets started. It makes an infinitely branching tree”.
8. I.Prigogine & I. Stengers: “ Dialog mit der Natur”, pp. 233 en 260 – 263; “Orde uit Chaos,” p. 287 ; “ Entre le Temps et l’ Éternité”, pp. 196 – 197. I. Prigogine, “ Het Einde van de Zekerheden” , pp. 87 – 90.
9. G. ’t Hooft, o.c. , p 118.
10. I.Prigogine & I. Stengers, “ Entre le Temps et l’ Éternité”, pp. 73 – 74 ;
H. Genz, o.c. , pp. 186 – 187.
11. Cf. Per Bak & Kas Chen, Sci. Am. january 1991, p. 28; Philip Yam, Sci. Am. september 1992 , pp. 13 – 14 : “ time scale analogues to the shapes of fractals” ;
Philip Yam, Sci. Am. march 1995, p. 12; Prisma van de Natuurkunde, p. 147.
12. Hilde Van Den Eynde, “ De Standaard” 23-2-2012, p. D8 voor een incidentie 1, 1/2, 1/3 enz. als relatieve frequentie van een reeks van gebeurtenissen.
13. Cf. “ Prisma van de Natuurkunde”, p 147.
14. Cf. George van Hal & Jim Jansen, Nw. Sc. okt. 2015, pp. 20 – 27; Dorine Schenk, Nw. Sc. mei 2018, p. 17.
15. Cf. : Graham P. Collins, Sci. Am. april 2006, pp. 40 – 47 :”quasiparticles in the fractional quantum Hall state are anyons”; Frank Wilczek, Sci. Am. mei 1991, pp. 24 – 31: “FQHE states … quasiparticles are anyons”; Neil Savage, Sci. Am. juni 2018, pp. 64 – 68: “quasiparticles with

fractional charges" ; Steven Kivelson, Dung-Hai Lee & Shou-Cheng Zhang, Sci. Am. maart 1996, pp. 64 -69, voor FQHE.

16. Zie noot 14: "majoranaquasideeltje", resp. "quasi-majoranadeeltje" ; N. Savage, a.c. : "a Majorana particle is its own antiparticle.".

17. Cf. G. P. Collins, a.c. : "the anyons must be nonabelian … the order is important", "fractional quantum Hall quasiparticles are indeed nonabelian.".

18. Cf. G. P. Collins, a.c., "Computing with Quantum knots" : "quantum topology … knot invariant … topological qubit." ; F. Wilczek, a.c., : "topologically distinct trajectories, cf. § 1.5.2. ; N. Savage, a.c. : "Majorana particles as topological qubits" ; D. Schenk, a.c. : "quantumknoop … stabieler.".

19. N. Herbert, o.c., pp. 113 – 118 en 137 – 141.

20. N. Herbert, o.c., pp. 225 – 227 : "Ungeteilte Ganzheit / Phasenverwicklung", "Wegen ihrer Phasenverbundenheit oder ihrer Darstellung durch eine einzige Welle in einem vieldimensionalen Konfigurationsraum." ; cf. Ian Stewart, "Het magisch labyrinth", pp. 134 – 135 : "puls-koppeling …fase-koppeling.".

21. Cf. N. Savage, a.c. : "When two qubits are entangled … they complement each other.".

22. John Gribbin, o.c. , pp. 158 – 161 en 248.

23. Cf. R. P. Feynman, "QED", p. 13 : "In fact, a particular color of light can be split one more time, according to its so-called polarization." ; Knvul Sheikh, Sci. Am. november 2016, p. 13 : "splitting noise into its constituent frequencies" , cf. § 2.7.2., noot 36.

24. S. Kivelson et al, a.c. : "The Theory of composite Bosons" ; cf. R. P. Feynman, III -15 -4 tot 15 – 6 : "the particles of the spinwave – the magnons – behave like identical bosons. The magnon has an integral spin, and is a boson.".

25. Cf. N. Herbert, o.c. , pp. 292 – 293 : "Phasenverwicklung, starke Photonenkorrelation … starke quantenmechanische Verknüpfung … quantentheoretischen Phasenverknüpfung [die] alle Systeme zu einer einzigen Wellenform verbindet.".

26. Cf. ib. , p. 140 : "Quantisierte Attribute entsprechen begrenzten Wellenformen … Einschränkung der Schwingungszustände." (cf. § 3.8.2.); cf. E. Schrödinger, "Was ist ein Naturgesetz", p. 114 ; M. Alonso & E. J. Finn, "Quantumfysica", p. 68 en H. Genz, o.c., pp. 58 – 59 voor staande golven, die tot een bepaald gebied beperkt zijn en "alle punten IN FASE bewegen" (Exp. Nat. IC, p. 31).

27. F. Wilczek, a.c. : "superconductivity connected with anyons … superfluidity and superconductivity is associated with the existence of anyons.".

28. S. Kivelson et al, a.c. : "Superconductivity is a property of bosons … the composite bosons are superconducting … quantized Hall conductance". (cf. App. IV. 25.) ; zie citaat J. Gribbin, noot 22, § 4.8.2.

29. Vlatko Vedral, Sci. Am. juni 2011, pp. 20 – 25 : "entanglement in systems of increasing size … to superconducting quantum bits.".

30. George Musser, Sci. Am. nov. 2009, pp. 15 – 16 : "Entanglement transcends space and time" ; V. Vedral, a.c. : "space and time as emerging from fundamentally spaceless and timeless physics … Classical spacetime emerges out of quantum entanglements." ; Juan Maldacena, Sci. Am. nov. 2016, pp. 20 – 25 : "The entanglement of these structures might somehow give rise to spacetime itself.".

31. Naar I. Prigogine, “het einde van de zekerheden”, p. 101.

32. Cf. m.m. Abhay Deshpande & Rikutaro Yoshida, Sci. Am. june 2019, pp. 26 – 33 : “quarks as existing In an infinite number of quantum configurations simultaneously” en H. Genz, o.c., p. 283 : “Die Generationen sind nicht klar getrennt, sondern miteinander vermischt.”.

33. V.Vedral, a.c. ; cf. : N. Herbert, o.c., pp. 117 en 239 – 245; H. Genz, o.c., pp. 232 – 233 en Diederik Aerts, “De Muze van het Leven”, pp. 179 en 237.

34. N. Herbert, o.c., p. 240 : “Alle Quantenverbände bestehen aus einer Vereinigung von Booleschen Unterverbänden (manchmal ‘Boolesche Inseln’ genannt), die in einem wellenlogischen Ozean von nicht-Booleschen Beziehungen treiben. Auf jeder Booleschen Insel herrschen normalelogische Beziehungen. Die Beziehungen zwischen den Booleschen Inseln erfüllen jedoch das Distributivgesetz nicht.” : cf. § 5.1.1., infra, noot 3.

35. S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 151.

36. Cf. I. Prigogine & I. Stengers, “Entre le Temps et l’ Éternité ”, pp. 111 – 121.

37. J. D’Olieslager & L. Verhaegen, “Experimentele Natuurkunde IC , pp. 30, 34 en 145 (L. Wouters, 1966, Leuven). Citeren A. Fresnel.

38. M.Kuhlmann, Sci. Am. aug. 2013, pp. 32 – 39.

39. Ib. : “Unruh effect”; cf. G. Musser, Sci. Am. sept. 2019, pp. 24 – 29.

40. Marcel Vonk, “Zwarte Gaten gevangen in Ruimte en Tijd”, AUP, Amsterdam 2017, pp. 85 – 88 en 136 – 137.

5. Het golfpakket is een ruimtelijke superpositie van Π-klassen of impulsmomenten; het T-niveau een temporele superpositie van golfpakketten of energieniveaus (cf. 4.3.) . De bijhorende conjugaten $H\lambda$ en $N_{\Pi}T$ vormen telkens het werkingsquantum h = 1 (3.9.1.) . In de Π-evolutie krimpen de extensiva λ en T, nemen de intensiva H - impuls en N_{Π}-energie toe naar de exakte reciprociteiten $H=\frac{1}{\lambda}$ en $N_{\Pi}=\frac{1}{T}$ (3.9.). Initieel zijn λ en T gans onbepaald (3.1.0.1, 3.2.2.). Hun onbepaaldheid neemt af met hun numerieke korting; met een inverse situatie voor de intensiva. Dit is de grond van de onbepaaldheidsrelaties . Zij beschrijven de incommensurabiliteit van geconjugeerde variabelen : een extensivum naast een intensivum.

5.1. De eerste onbepaaldheidsrelatie, - fysisch $\Delta p\Delta q\geq\hbar$ - , omvat impuls H en coördinaat $q=\lambda$ (3.6.2.). Impuls H van het golfpakket behelst niet het spintheoretische S = 1 (3.13.1. , 4.1.) doch het golfmechanische $H=m_{\Pi}\Pi_{A}=\frac{1}{\lambda}$ (3.1.1. , 3.6.1.). Coördinaat behelst niet een exacte locatie op de Π-schaal, doch het quantitatieve karakter van de λ-golflengte zelf. Centraal staat de impulsdistributie over het golfpakket als verstrengelde superpositie (2.6.3.), - incluis complementariteit der Π-klassen (2.3.2., noot 16). Er vigeert een spreiding, gerelateerd aan de ruimtelijke toestand van het golfpakket, i.c. het aantal Π-klassen, ipso facto de aard der golflengte [NOOT 1]. Een golfpakket is een discretum met energieniveau N_{Π} en een karakteristiek spectrum van impulsmomenten Π_n. De onbepaaldheid ΔH van de vectoriële impuls geldt niet de magnitude, doch de gerichtheid of fase (2.7., 1.7.1.). De onbepaaldheid van het extensivum $\Delta\lambda$ geldt rechtstreeks haar afmeting. Naar de exacte reciprociteit (3.9.) $H=\frac{1}{\lambda}$ verschijnt $\Delta H=\frac{1}{\lambda}$ of de identiteit $\Delta H\equiv H$; invers $\Delta\lambda=\frac{1}{H}=\lambda$ [NOOT 2]. Immer geldt $\Delta H\Delta\lambda=1$, - het werkingsquantum. Er ontstaat de coïncidentie hoge H-impuls en impulsonbepaaldheid.

5.1.1. De eerste onbepaaldheidsrelatie volgt uit de niet-omwisselbaarheid van Π-klassen uit gerichtheidsverschil en uitsluitingsprincipe (2.7.1. – 2., 1.9. ; 1.4. , 1.9.1.2.) ; zij commuteren niet. Abstracter speelt de relatie van deelverbanden tot het geheel

[NOOT 3]. Op een t-trap vigeert een coherente quantumtoestand met een combinatie van impuls en coördinaat (NOOT 4].

5.1.2. Het verband tussen golflengte en lokalisatie blijkt ook fysisch : " that at ultra-low temperatures the de Broglie wavelength Λ of atoms becomes extremely large. What this means, roughly speaking, is that the atoms become "huge", or more precisely strongly delocalized." [NOOT 5].

5.2. De vierde onbepaaldheidsrelatie, - fysisch $\Delta E\,\Delta t \geq \hbar$ - , omvat energie N_{Π} en periode T. In de Π-evolutie wordt T korter, ipso facto minder onbepaald (cf. 5.1. voor het ruimtelijke extensivum λ). Bij uitbreidende T-superpositie (4., 3.5.3.) houdt dit in, dat een golfpakket met kortere duur een breder spectrum aan energieniveau's omvat [NOOT 6]. Deze meervoudigheid maakt het intensivum energie onbepaalder. De T-periode is insgelijks de finiete levensduur of vervaltijd van het golfpakket (3.5.3.). Zo verschijnt, - analoog met de eerste onbepaaldheidsrelatie (5.1.) - , de energie-onbepaaldheid als $\Delta N_{\Pi} = \frac{1}{T}$ [NOOT 7] of de identiteit $\Delta N_{\Pi} \equiv N_{\Pi}$; invers $\Delta T = \frac{1}{N_{\Pi}} = T$ [NOOT 8]. Immer geldt $\Delta N_{\Pi}\,\Delta T = 1$; - het werkingsquantum. Er ontstaat de coïncidentie hoge N_{Π}-energie en energie-onbepaaldheid.

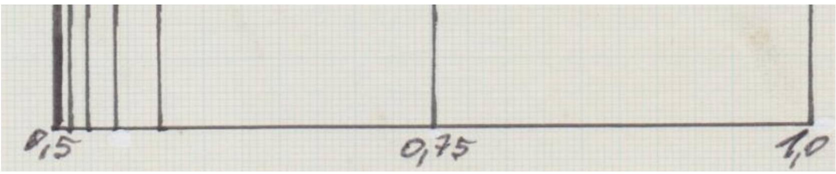
5.2.0.1. Er kan gesteld : " Een willekeurig golfpakket heeft geen welbepaalde spectraallijn, maar slechts een 'gemiddeld spectrum', dat overeenkomt met de superpositie van alle basisverdelingen waaruit ze is samengesteld" (cf. 1.20.3) [NOOT 9].

5.2.0.2. Een Π-golfpakket biedt tegelijk een zuivere frequentie en een spectrum aan frequenties. Energie-onbepaaldheid komt overeen met een spreiding van frequenties.

5.2.0.2.1. Het leerstuk van de "optical frequency comb" [Geraadpleegde literatuur : John-Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. sept. 2000, pp. 54 – 61 ; Robert R. Alfano, Sci. Am. dec. 2006, pp. 64 – 71; Steven Cundiff, Jun Ye & John Hall, Sci. Am. april 2008, pp. 52 – 59 ; Wyat Gibbs, Sci. Am., spec. ed. summer 2018, pp. 60 – 67.] kan m.m. vergeleken met de "Aufbau" in T-superpositie (4.3.). Hoe korter de T-periode, des te breder het energiespectrum. De betrokken energieniveaus of golfpakketten zijn "the teeth of a comb". Daar echter geen tijdscomponent tussen t-trappen kan gedefinieerd, is temporele equidistantie ijdel.

5.2.0.2.2. Bij intekening der reguliere Π_A -waarden op de schaal 1,0 – 0,5 verschijnen discrete

lijnen:



Dit spectrum gelijkt in grote trekken op discrete quantum-energieniveaus [Lee Smolin, Sci. Am. jan. 2004, pp. 56 – 65].

5.2.0.2.3. De Π-klassen als spinwaarden vertonen in de faseruimte van het golfpakket bijkomend een snelheidsverdeling naargelang hun spinsnelheid v_s (2.3.4.2., 3.13.).
Van bosonisch 1 tot fermionisch 0,5. Het is een eigenheid van hun deeltjeskarakter in het Π-quantumveld (2.).

5.2.0.2.4. Enkelvoudig zijn Π-klassen soliton-pulsen [Cf. Gary Stix, Sci. Am. dec. 2001, pp. 20-21].
In de faseruimte van het golfpakket zijn hun spins coöperatief op elkaar afgestemd, Equidistant en equidifferent per lokale spiegeling; i.e. verstrengeld.
Duaal (2.10.,1.14.,2.2.-3.) is een Π -klasse een "manybody localisation" van w-sequensen [Cf. Shannon Palus, New Scientist sept. 2017,pp. 64 – 68 over tijdkristallen].
Op zijn beurt duaal is het golfpakket een compositum van "manybody localisations" van deeltjes, die niet-willekeurig in haar ruimte verspreid zijn.
De ruimtelijke translatiesymmetrie is verbroken, c.q. de homogeniteit van en de invariantie in de ruimte. Ipso facto is de impuls slechts gegeneraliseerd bewaard in $H\lambda = 1$ (3.9.1.) en ontstaat directionele onbepaaldheid. Dit systeem bevindt zich niet in een structuurloze toestand van thermodynamisch evenwicht (Cf. 1.18.1.-2.).

5.2.0.2.5. De tijdsordening met discrete quantumsprongen tussen golfpakketten van gequantiseerde tijdsduur T (3.5.2.-3.) verbreekt eveneens de temporele translatiesymmetrie, c.q. de homogeniteit van en de invariantie in de tijd (Cf. 1.20.5.). Ipso facto is de energie slechts gegeneraliseerd bewaard in $N_\Pi T = 1$ (3.9.1.) en ontstaat energie-onbepaaldheid. Schaalinvariant herhaalt zich het golfpakket in de discrete tijd (4.,4.7.1.,3.5.2.) [Cf. Lee Smolin, a.c.]. Door spatialisering van de tijd in T-superpositie wordt de temporele ordening gevat in de ruimtelijk orde van het golfpakket als voortgezette symmetriebreuk. Dit op natuurlijke wijze met het Π -principe in de binaire tijdsontwikkeling als faserende stimulator (1.1.,1.3.; cf. infra 6.11.ff.) . Precies vanuit de energie-tijdsonbepaaldheidsrelatie is deze evolutie systeem-intern zonder externe invloed. Naarmate de tijd voortschrijdt blijft de quintessens van het golfpakket behouden. Elke tijdssprong is een coherente herschikking van spins (cf. 3.5.3.). Een toekomstige evenwichtstoestand t_Ω is een asymptoot.

5.2.1 De energie-tijd-onbepaaldheidsrelatie maakt, dat bij t_0 met $T = 1$ de tijdsduur gans onbepaald is (3.2.2.), evenzo de λ-positionering. Naar het verleden is geen temporele markering aan te geven: een oorsprong is asymptotisch onbereikbaar [NOOT 10].

De Π ontwikkeling vertoont twee versmeerde limieten: naar de toekomst is t_Ω asymptotisch onbereikbaar (1.20.5., 1.20.).Singulariteiten worden vermeden (infra 7.6.12.10.) [Cf. Vlatko Vedral, New Scientist, dec. 2022, pp. 54 – 59.]. Ruimtelijke begrenzing (1.14.1.8.) en oneindige tijdsdimensie combineren. Kosmologische horizonten zijn “fuzzy” [P. Sutter.].

5.2.2. Fysische zwaartekracht kan analoog beschreven in de Π-evolutie. De vervaltijd van de golfpakket-superposities als emanatie der vierde onbepaaldheidsrelatie is de schakel. Deze periodieke toestandsreductie (3.5.3.) kan verbonden met de zwaartekrachtswerking, waardoor een superpositie niet oneindig kan bestaan [NOOT 11]. Vervaltijd is consistent met energie-onbepaaldheid bij $T = \frac{1}{N_\Pi}$ alias $T \sim \frac{\hbar}{E}$ [NOOT 12]. Periodieke decoherentie per reguliere vervaltijd T of voortgezette symmetriebreking (1.7.) kan beschouwd als zwaartekrachtsdecoherentie [NOOT 13]. Alternerend, de zwaartekrachtswerking der schaal-eigen quantumfluctuaties (2.9.1.) destabiliseert de t-trap.

5.2.3. Een rechtstreeks informatietheoretisch verband stelt het Margolus-Levithin-theoreem : ” … the time it takes to flip a bit, t , depends on the amount of energy you apply, E. The more energy you apply, the shorter the time can be. Mathematically the rule is $t \geq \frac{h}{4E}$, … the time between ticks is inversely proportional to the energy.” [NOOT 14].

5.2.4. De vierde onbepaaldheidsrelatie met vervaltijd T introduceert het concept tunneling. Fysisch is het verbonden met het statistische of probabilistische karakter der quantummechanica en transities tussen energieniveau’s [NOOT 15]. In het Π-informatiesysteem betreft het tunnelen in de t-evolutie tussen tijdstrappen t_n of golfpakketten φ_n, i.e. het doorbreken van de temporele barrières (3.5.2.) per quantumsprong. Het impliceert ipso facto het ruimtelijk doorbreken van de vacuumpolarisatie (1.13.1) . Het elektromagnetische tunnel- of Josephsoneffect genereert een stroomfrequentie evenredig met een spanning V [NOOT 16]. In het

Π-systeem is de evenredigheidsfactor de magnetische flux Φ_B

(App. IV.8.) : $\frac{V}{N_\Pi} = \Phi_B = \frac{1}{Q}$. Er geldt $V\,T = \Phi_B$. Zo verschijnt de inductiewet van

Faraday $V = -\frac{d\Phi}{dt}$ [Prisma van de Natuurkunde, pp. 62 en 85; Fundamentals of

Physics, p. 741.] als $V = (-)\frac{\Phi_B}{T}$.

5.2.4.1.Fysisch is de magnetische flux aan onbepaaldheid onderhevig; quantummechanisch per Josephson-tunneling door de potentiaalbarrière zonder energietoevoer [Abner Shimony, Spektrum der Wissenschaft 3/88, pp. 78 – 85.]. Dit markeert de connectie tussen Φ_B en de 4de onbepaaldheidsrelatie. Het betreft een oscillatie annex energiefluctuatie in het quantumvacuum (3.17.1., 4.3.) [Cf. ib.; John Clark, Sci. Am. aug. 1994, pp. 36 – 43; GNLE 13, p. 309.]. Cf. "… extracting energy from a black hole with AdS spacetime itself as confinement (1.14.1.8.). So the charged black hole releases energy on its own" (3.12.4.0.3.). [Naar Brian Kobelstein, Quantum Universe 29-1-2024].

5.2.4.2. "… Tunneleffect. In diesem Fall ist die Wellenfunktion des Systems ein zeitabhängiges Wellenpakket" [Franco Selleri, "Die Debatte um die Quantentheorie", pp. 53 – 54.]. Dit Inhereert T-superpositie en t-overgangen als fluctuaties van het quantumvacuum (3.17. – 1.). Er kan een quantumpotetentiaal Q ingevoerd met de dimensies van een energie [Ib. met verwijzing naar de Broglie & Bohm.]. Deze notitie is redundant, - op de dimensie na -, daar de quantumfluctuaties zelf de benodigde energie genereren. Dit strookt met energie als overgangswaarschijnlijkheid $T_{if} = N_\Pi$ (infra 7.6.8.2.2.).
Ergo is de t-evolutie fundamenteel probabilistisch en fluctuatief.

5.2.4.2.1. Dit impliceert oscillaties tussen t-toestanden. Waarschijnlijkheden , $-\ T_{if}$ of incidentie van een individuele golftoestand (4.3., 4.7.2., infra 7.8.) $-$, houden niet in, dat oscillaties temporeel-evolutionaire unidirectionaliteit vertonen (cf. infra 5.6.). De eis van de vierde onbepaaldheidsrelatie is slechts de unitariteit $N_\Pi T = 1$, het werkingsquantum.
Deze energie-tijdsrelatie vult de probabilistische unitariteit van het golfpakket aan,
- idem spin 1, impulsmoment $L = 1$, $H\lambda = 1$ en S_{BH}-entropie = 1 (infra 7.6.7.3.).
Het werkingsquantum blijkt de fundamentele unitariteit. Dusdanig complementeren T-superpositie en de vierde onbepaaldheidsrelatie elkaar tot één operationeel geheel.
Dit dient strikt onderscheiden van een analytisch-temporele "Aufbau" van quasi-statische toestanden (4.3., 4.8.3.2., infra 7.6.7.5.1.). Dit refereert aan golf-deeltjesdualiteit met golfpakketten φ_n als bosonen (cf. infra 7.6.6.3.1.).

5.2.4.2.2. T-superpositie herleidt de t-evolutie tot één dynamisch golfpakket, indifferent voor temporaliteit. Golflogisch gelden "Nichtseparierbarkeit" (4.8.3.2. en noot 3) [Cf. B. Kanitscheider, o.c., p. 173.], verstrengeling en niet–distributiviteit (App. VII.3.). Bij selectieve faktisering van (een) golfpakket(ten) collapseert het T-pakket.

5.2.4.2.3. Middels unitariteiten zijn de golfpakketten φ_n equivalent in het T-pakket (cf. 3.5.1. en 3.15.4.1.). Er ontstaat een gemengd centrum van energietoestanden. Deze spectrale superpositie kan per discrete quantumtrap gequantificeerd. Een Gemiddelde T_μ–waarde kan geformuleerd (caput 6). Deze construeert per Planckse stralingskrommen een gedifferentieerde intensiteitsdistributie over het hele T-spectrum; een genuiëne symmetriebreuk.

5.2.4.2.4. De consepten resonantie (3.8.) en tunneling (5.2.4.) coöpereren als resonant tunnelen. "Electrons pass through solid matter without spending any energy … capture excess heat from their environment and turn it into usuable electricity … convert it into power … energy harvesting" [STD, Amina Belkadi e.a., Nature Communications, 18-5-2021, pace Google 21-5-2021; Nature Nanotechnology, Laurie E. Calvet e.a., Google 25-3-2022; Brighter Side of News, Bob Whitby, Google 27-3-2022 : "harvesting energy from Brownian motion"]. Het W-veld wordt gekoeld tot N_Π (1.18.1.) en geordend tot ditto energie (1.20.8.). Quantisatie door ruimtelijk confinement en ruimtelijke quantisatie vigeren binnen het golfpakket (2.7.) [E.R. Brown, 1992, Google 26-3-2022].

Periode T en vervaltijd τ coïncideren (3.5.3.).

De "quantum well width" $L_W < (\hbar\,\pi^2\tau_S/2m)^{½}$ [Ib.] wordt$(T / m_\Pi)^{½} = \lambda$.

Resonantie en tunneling completeren elkaar als motor der t-evolutie.

5.2.4.3. Uit $aK(\lambda T) = E_\Pi$ (3.14.3.1.) volgt $\Delta[aK(\lambda T)].\,\Delta T = 1$. Een herformulering van gravitationalia x periode.

5.3. De identiteiten $\Delta H \equiv H,\ \Delta\lambda \equiv \lambda, \Delta N_\Pi \equiv N_\Pi$ en $\Delta T \equiv T$ zijn niet triviaal. Ze tonen aan, dat de onbepaaldheidsrelaties in het Π-systeem aan de basis zijn ingebouwd [NOOT 17]. Onbepaaldheidsrelaties veroorzaken fluctuaties [NOOT 18].

5.3.1. Zoals geldt in de ruimtelijkheid (1.4., 1.14.1.7.1., 2.9.1.) zijn temporeel interpolerende toestanden niet toegestaan. De temporaliteit is evenzeer gequantiseerd en discreet (3.5.1.-2.). Virtuele fluctuaties worden onderdrukt, alias geïncorporeerd in een gestabiliseerde t-evolutie. De grootten inhereren hun eigen onbepaaldheid.

5.4. Limitiserend zij de universele verzameling U_φ aller golfpakketten bij t_Ω gedefinieerd (cf. 5.2.1.). Er rijst een ééndimensionaal statisch blokuniversum (4.3.) [NOOT 19]. Quantummechanisch is deze toestand instabiel gezien de onbepaaldheidsrelaties. Op insluiting reageert een quantumsysteem met uitspreiding [NOOT 20]. Blijvende interne fragmentering treedt op bij asymptotische benadering van U_φ in t_Ω (cf. 4.3.).

5.4.1. Algemener is enig in de Π-evolutie geïsoleerd golfpakket een idealisatie (cf. 4.6.). Eerstens onmogelijk fixeerbaar uit hoofde der onbepaaldheidsrelaties. Tweedens houdt het reeds een superpositie in.

5.4.2. Evenzo kan scherpe tijdsbepaling de t-evolutie slechts finiet aanhouden. Enerzijds wordt enige quantum-Zenoparadox vermeden [NOOT 21]. Anderzijds echoot de situatie Prigogine's 'nieuwe onbepaaldheidsrelatie' tussen temporele verandering (L) der verdelingsfunctie en haar ogenblikkelijke leeftijd (T) (cf. 5.3 + noot 18) [NOOT 22].

5.4.3. De zwakke interactie is chiraal (cf. 1.14.1.10.2.-3.)[Wikipedia, Google 10-4-2022]. Zij schendt P-symmetrie (cf.1.5.3.). Zij verandert de "smaken/flavours" of Π_x-getallen der Π-klassen (1.17.) [Wikipedia, 12-4-2022]. Overgang tussen Π-klassen geschiedt bij t-sprongen van golfpakketten per vervaltijd τ (3.5.3.). Intermediërende chirale Π-klassen worden gecreëerd (2.6.1.). Alternerend kunnen analoge processen aangevoerd : tunneling per vierde onbepaaldheidsrelatie (5.2.4.) en periodieke gravitatierelatiecollaps (5.2.2.), die duaal kunnen beschreven (infra 7.6.7.5.-6).

5.5. In het gehergroepeerde $\lambda T.HN_\Pi = 1$, - het werkingsquantum (3.9.2.) -, is het ruimtetijd-extensivum λT geconjugeerd met het energie-impuls-intensivum HN_Π. Dit verbindt quantummechanische en (fysisch) relativistische elementen. De factor λT is het quantum van het metrische veld, - alias het graviton -, dat ruimtetijdstructuur overbrengt ; relativistisch het ijkdeeltje, waarbij de ladingen energie en impuls horen [NOOT 23]. Dit refereert aan de metrische tensor, - die kromming beschrijft-, en de energie-impulstensor [NOOT 24]. Een gegeneraliseerde onbepaaldheidsrelatie kan opgesteld : $\Delta(\lambda T).\Delta(HN_\Pi) = 1$.

5.5.1. " As light waves climb out of the gravitational well around a black hole, they get stretched out, shifting down in frequency and lengthening in duration" [NOOT 25]. Dit gebeurt exact in de Π-evolutie, beschouwd vanuit t_Ω in richting t_0 : langere golflengte λ, lagere frequentie N_Π, langere periode T (cf. 3.12.). Een zwart gat is

maximale ruimtetijdkromming [NOOT 26]. Derhalve is λ-golflengte het ééndimensionale Π-analogon van drie-(/vier)dimensionale kromming. Dit bevestigt de gelijkstelling krommingsradius $R = \lambda$ (3.14.1.) . Hoge ruimtetijdkromming komt overeen met korte afstanden [NOOT 27].

5.5.2. Bijgevolg kan kromming in de onbepaaldheidsrelaties ingebracht: " Een grotere kromming gaat samen met een kleinere straal en meer kwantummechanische onzekerheid"; " Er komt een typisch quantummechanische onzekerheid in de kromming [NOOT 28]. Er gelden $R.\sqrt{K} = 1$ (cf. 3.14.8.) en $\Delta R.\sqrt{\Delta K} = 1$.

NOTEN

1. Michael Nauenberg, Carlos Stroud & John Yeazell, Sci. Am. june 1994, pp. 24 – 29 : " A conventional atomic state has a discrete energy value and a range of angular momenta ... a spread of angular momenta ... a superposition of many angular momenta"; Sam. M. Austin & George Bertsch, Sci. Am. june 1995, pp. 62 – 67 : " ... the momentum distributions ... Heisenberg's uncertainty principle. It states that particles cannot have a precise momentum but will have a range of momenta depending on how they are distributed in space as reflected by their wave function. The more spread out and smooth the wave function, the more definite a particle's momentum"; John Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. sept. 2000, pp. 54 – 61 : "... Heisenberg's uncertainty principle; shorter pulses must have broader bandwith, just as a particle confined to a precise location must have a wide spread of possible velocities".

2. Max Born, "Physik im Wandel meiner Zeit", pp. 105 – 106 : $\Delta l \approx \frac{1}{\Delta x}$.

3. Nick Herbert, o.c. p. 240 : " daβ bei Quantumsystemen irgendetwas mit der Verknüpfung der Teile und des Ganzen nicht stimmt".

4. S. Hawking, o.c., p 78: " ... nehmen statt dessen einen Quantenzustand ein, der eine Kombination aus Position und Geschwindigkeit darstellt"; John Boslaugh, "Stephen Hawkings Heelal", uitg. Bert Bakker, Amsterdam 1990, p. 133 : " ... of een combinatie van positie en snelheid".

5. Pierre Meystre, AvH-Magazin 70 / 1997, pp. 13 – 24. Cf. H. Pagels, "Perfect Symmetry", p. 172 : "The shorter we make the wavelength of the light, the better we know the position of the particle".

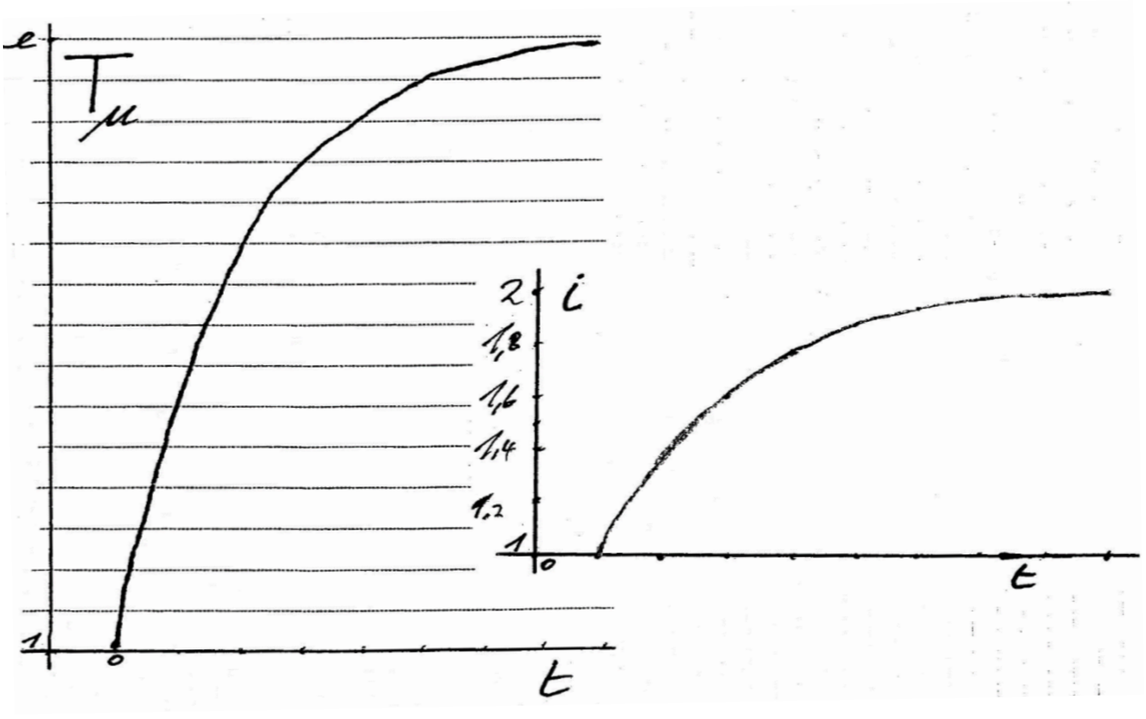
6. Cf. R.Y.Chiao, P.G. Kwiat & Ae. M. Steinberg, Sci. Am. aug. 1993, pp. 38 – 46: " a wider color range is needed to make a shorter wave packet" ; M. Nauenberg e.a., Sci. Am. june 1994, pp. 24 – 29 : "The spectral width of such a coherent pulse is proportional to the reciprocal of its duration"; John Mark Hopkins & Wilson Sibbett, Sci. Am. sept. 2000, pp. 54 – 61 : " … Heisenberg's uncertainty principle; shorter pulses must have broader bandwith"; Paul Brumer & Moshe Shapiro, Sci. Am. march 1995, pp. 34 – 39 : " The briefer the pulse, the broader the range of energies within it".
7. Cf. I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Éternité", pp. 136 – 140 : " Aux niveaux d' énergie bien déterminés se substitue une distribution statistique de l' energie dont la dispersion est inversement proportionnelle au temps de vie ... la dispersion de l' énergie." ; zij stellen $\Delta t = 2\tau$ en schrijven $\Delta E \geq \frac{\hbar}{2\tau}$.
8. Cf. Max Born, o.c., pp. 105 -106 : " $\Delta t \approx \frac{1}{\Delta \varkappa}$ ".
9. Naar I. Prigogine & I. Stengers, " Orde uit Chaos", p. 287*.
10. Cf. Juan Maldacena, Sci. Am. nov. 2005, pp. 32 – 39 : " … anti-de Sitter space … has a boundary where time is well defined". " An expanding universe like ours, that comes from a big bang does not have such a well-behaved boundary".
11. Cf. Barry Van Der Meer, Kijk 10/ 2012, pp. 14 – 23. Hij citeert Tjerk Oosterkamp over Roger Penrose.
12. S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 92 – 94 en 157 : " De energie-onzekerheid in de gesuperponeerde toestanden van twee massalocaties ... is consistent (volgens de onzekerheidsrelatie van Heisenberg) met de vervaltijd". " … toestandsreductie … de superpositie van de twee mogelijkheden instabiel wordt … De zwaartekracht kan hier … antwoord op geven … voor het berekenen van de vervaltijd … nemen we de energie E … de ineenstorting van de toestandsvector van deze superpositie … ".
13. Cf. Jacob Aaron, New Scientist, oktober 2015, pp. 38 – 40. Hij citeert Igor Pikovsky; Yannick Fritschy & Jim Jansen, New Scientist dec. 2016, pp. 24 – 29: interview Erik Verlinde, die de herschikking van informatieverdeling (3.5.3.) als emergente zwaartekracht duidt.
14. Seth Lloyd & Y.Jack Ng, Sci. Am. nov. 2004, pp. 30 – 39.
15. Cf. I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Éternité", p. 140 : " distribution statistique de l' énergie" ; M. Nauenberg ea., Sci. Am. june 1994, pp. 24 – 29 : " … probabilistic laws that determine transitions between energy levels and govern tunneling through energy barriers" ; John Gribbins , o.c.., pp. 145f en 160f :

"Quantenunschärfe … Potentialwall … Wahrscheinlichkeit" ;
Prisma van de Natuurkunde, p. 171 : " met een eindige waarschijnlijkheid doorheen een potentiaalbarrière".

16. Prisma van de Natuurkunde, p. 89.
17. Cf. Richard P. Feynman, "QED", pp. 55 – 56, noot 3 : " … adding arrows for all the ways an event can happen – there is no need for an uncertainty principle! ".
18. I. Prigogine & I. Stengers , " Dialog mit der Natur", pp. 263 en 265 : " ... Schwankungen, die durch die neue Unschärferelation ausgedrückt werden ... Schwankungen, neue Unschärferelationen". ; Th. A. Jacobson & R. Parentani, Sci. Am. dec. 2005, pp. 48 – 55 : " … fluctuations as a result of the Heisenberg uncertainty principle".
19. Cf. B. Kanitscheider, o.c., p. 131 ; Rudy Rucker, " De vierde Dimensie", p. 170.
20. "The Feynman Lectures on Physics" II – 5 – 4 ; R.P. Feynman, " QED", pp. 55 – 56 ; B. Jalali, Sci. Am. feb. 2007, pp. 46 – 53 : " quantum confinement "; A. Zeilinger, " Toeval", p. 55.
21. I.Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Éternité" , pp. 133 – 134 , 140 – 141 en 206 ; C. Sybesma, Communication & Cognition 2/ 1993, p. 199 ; versus P. Kwiat e.a., Sci. Am. Nov. 1996, pp. 52 – 58 .
22. I.Prigogine & I. Stengers, " Dialog mit der Natur", pp. 260 – 265; cf. S. Hawking,o.c., p. 136 : " Doch mit dem Wert eines Feldes und seiner zeitlichen Veränderung verhält es sich wie mit der Position und Geschwindigkeit eines Teilchens".
23. " ... das Quant des metrischen Feldes, das Graviton ... Teilchen, das Raumzeitstruktur vermittelt" (B. Kanitscheider, o.c. , p. 167) ; " ... das Graviton, das Eichteilchen der Relativitätstheorie ... . Die zugehörigen Ladungen sind Energie und Impuls." (H. Genz, o.c., p. 316).
24. I.Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Éternité" , p. 151 ; Carl Friedrich von Weiszäcker, o.c.,p. 477 : " ... Energie-Impuls-Tensor bestimmt die Raumkrümmung".
25. Theodore A. Jacobson & Renaud Parentani, Sci. Am. dec. 2005, pp. 48 – 55.
26. Ib. : " … in the curved spacetime around a black hole … " .
27. Ib. : " … the highly curved structure of spacetime that quantum mechanics leads them to expect at extremely short distances "; Jan Ambjørn, Jerzy Jurkiewicz & Renate Loll, Sci. Am. july 2008, pp. 24 – 31 : " The quantum fluctuations of curvature on short scales".
28. Respectievelijk : Thomas Hertog, OAM (Onze Alma Mater) 2002/4, p. 432 ; G. 't Hooft, o.c., p. 195.

6. T-superpositie kan geformaliseerd. Aan de hand van de brekingsindex i (3.10.8.) wordt een gemiddelde tijdswaarde T_μ gesteld : $T_\mu = \sum_{t=0}^{t=n} i_n T_n = 1 / 1{,}5 / 1{,}9444444 /$ 2,2644444 / 2,4619749 / 2,5727019 / 2,63147149 / 2,6617724 / 2,6771561 / 2,6849079 / 2,6887989 / 2,6907482 / 2,6917238 / 2,6922118 / 2,6924559 / 2,692608 / 2,692639 met ln 2,692639 = 0,9905218.

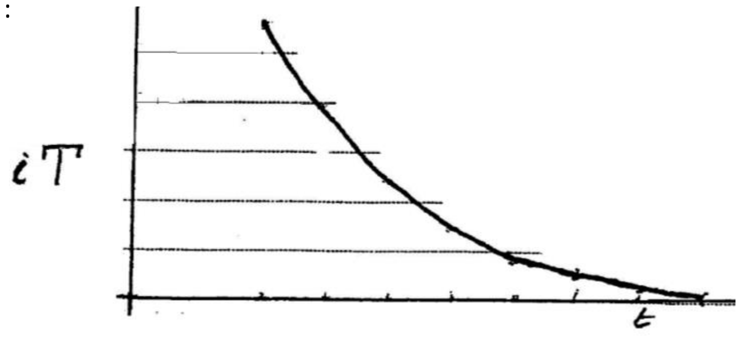
Grafisch :



Het betreft een gewogen superpositie van i_n –waarden met de periodes T_n als gewichten. De asymptoot van T_μ is het getal e .

6.1. Er gelden de differenties $\Delta T_\mu = iT =$ - / 0,5 / 0,444444 / 0,32 / 0,1975305 / 0,110727 / 0,0587695 / 0,030301 / 0,0153837 / 0,0077518 / 0,003891 / 0,0009756 / 0,000488 / 0,0002441 / 0,0001521 / 0,000031 enz.

Grafisch :



6.2. De formules kunnen herleid :

$$i = \frac{1}{\Pi_A} = \frac{T}{\lambda} = \frac{H}{N_\Pi} = HT.$$

$$iT = \frac{1}{\Pi_A}T = \frac{T}{\Pi_A} = \frac{T^2}{\lambda} = \frac{H}{N_\Pi^2} = HT^2.$$

Verder $iT = \frac{\frac{1}{\Pi_A}}{N_\Pi} = \frac{1}{N_\Pi \Pi_A} = \frac{HT}{N_\Pi} = \frac{1}{m_\Pi \Pi_A^3} = (\text{bij } N_\Pi^2 = m_\Pi^2 \Pi_A^4) = \frac{H}{m_\Pi^2 \Pi_A^4} = \frac{1}{N_\Pi^2 \lambda}$

$= \frac{m_\Pi \Pi_A}{m_\Pi^2 \Pi_A^4} = \frac{H}{m_\Pi^2 \Pi_A^4} = \frac{1}{m_\Pi^2 \Pi_A^4 \lambda} = m_\Pi \Pi_A T^2 = \frac{m_\Pi \Pi_A}{N_\Pi^2} = (\lambda T) m_\Pi$, graviton x massa .

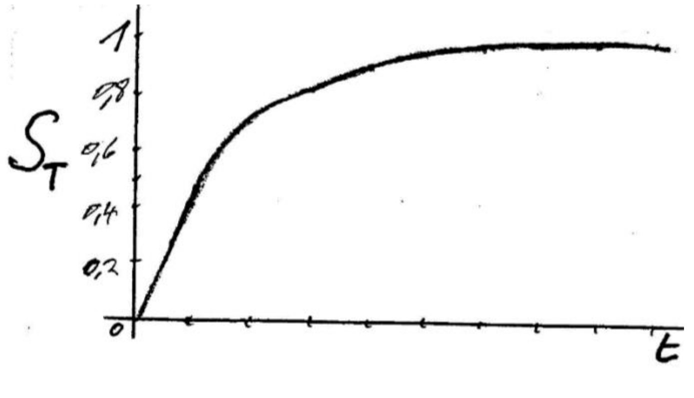
6.3. Naar $i = \frac{1}{\Pi_A} = \frac{T}{\lambda}$ is i een omgekeerde snelheid. Naar $iT = \frac{T^2}{\lambda}$ is deze term een omgekeerde versnelling.

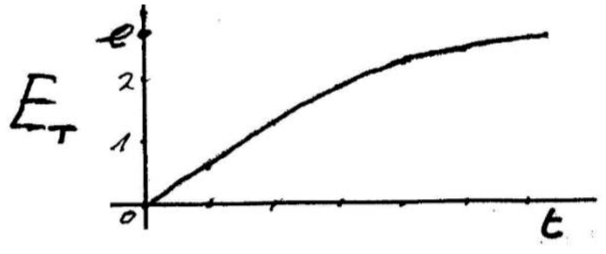
6.4. Er kan een temporele entropie $S_T = \ln T_\mu$ (naar $H = \mathrm{ld} W$, App. I.1.) geformuleerd met waarden 0 →1. T_μ = 1 →e heeft de rol van temperatuur. Hierop kan een thermodynamisch apparaat geconstrueerd (App. I. en II.) Ook de S_T-entropie is met stijgende informatiewaarde verbonden (1.16.,1.16.3.).

6.5. Met T_μ als temperatuur en S_T als entropie kan een energie gevat als $E_T = \ln T_\mu$.

$T_\mu = S_T\ T_\mu$. De waarden gaan van 0 naar e.

Grafisch :





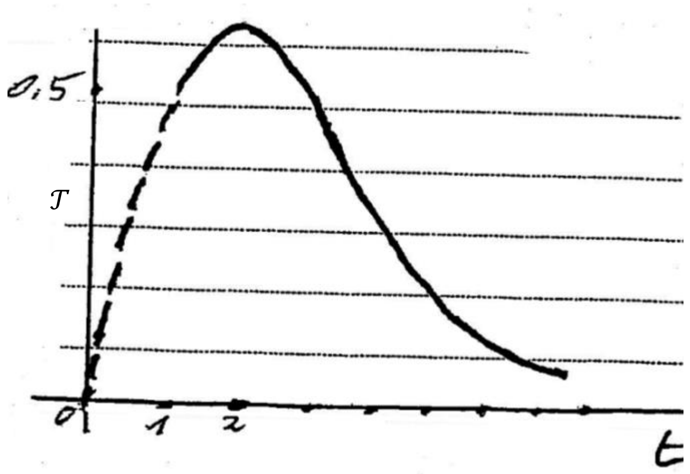
Waarden S_T = 0 / 0,4054651 / 0,6649763 / 0,8173294 / 0,9009638 / 0,9449567 / 0,9675432 / 0,9789922 / 0,9847551 / 0,9876464 / 0,9890946 .

6.6. Er kan gesteld : " een willekeurig tijdspakket heeft geen welbepaalde leeftijd, maar slechts een 'gemiddelde leeftijd', die overeenkomt met de superpositie van alle basisverdelingen waaruit ze is samengesteld" (cf. 5.2.0.1., 1.20.3.). T_μ betreft een interne tijd [NOOT 1] (cf.4.4.).

6.7. Een formule kan opgesteld :

$\mathcal{T} = i\Delta T_\mu = i(iT) = i^2T$ = - / 0,5 / 0,5925925 / 0,512 / 0,3511653 / 0,2084273 / 0,1139772 / 0,0596697 / 0,0305289 /... (onbepaald bij $\Delta T_\mu = 0$ (cf. 5.2.1.)).

Grafisch :



De maximumintensiteit ligt bij t_2 , een faseovergang, waar λ en T numeriek ontkoppelen [NOOT 2]. De $\mathcal{T}$-waarden tot en met t_2 coïncideren met de overeenkomstige interferentietermen van de $|\Pi_\mu|^2$-modus (2.6., App. XI.3.). Er geldt $\frac{\Delta T_\mu}{\mathcal{T}} = \Pi_A = \frac{1}{i}$.

6.8. De Planckse stralingsformule

$I_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ [NOOT 3] kan in Π-termen getranscribeerd als

$$I_{N_\Pi} = \frac{N_\Pi^3}{\Pi_A^2} \frac{1}{e^{\frac{N_\Pi}{T_\mu}} - 1}$$ (voor de gelijkstelling k = 1 , zie App. I.1.)

6.8.1. De vereisten van Planck-krommen luiden :

α een stralingcontinuum;

β maximumamplitudes;

γ laatsten verschuiven naar kleinere golflengtes of hogere frequenties;

δ bij laatsten vallen de intensiteiten asymptotisch naar nul af.

Wegens het continuum moet N_{Π} alle intermediaire waarden aannemen.

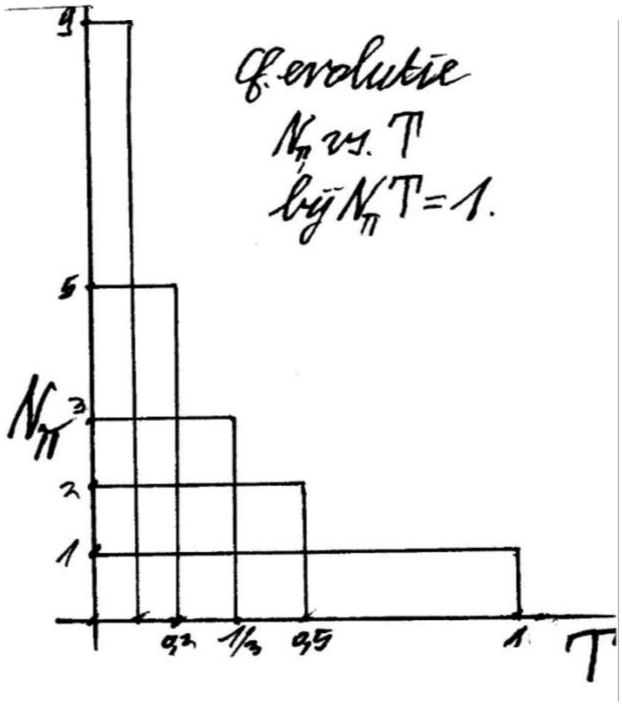
6.9. Vervolgens verschijnt:

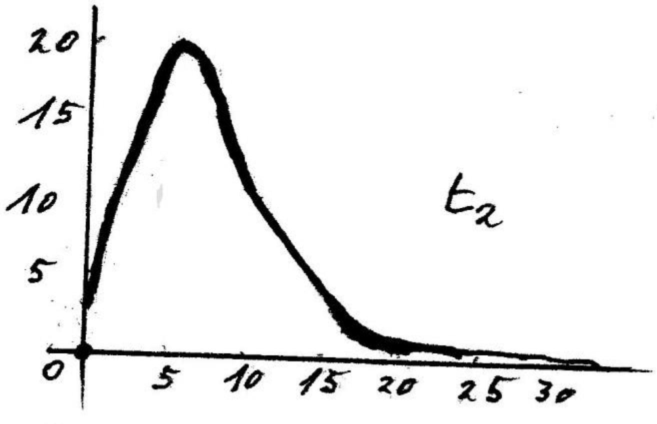
	$T_{\mu} - tempt.$	INTENSITEIT I			
		$N_{\Pi} = 1$	PIEK	$N_{\Pi} = 17$	$N_{\Pi} = 33$
t_0	1	0,5819767	1,4213339 $N_{\Pi} = 2,8$	0,0002034	$1,6743 \cdot 10^{-10}$
t_1	1,5	1,0551483	4,7970019 $N_{\Pi} = 4,2$	0,058796	0,00001
t_2	1,9444444	2,6437579	18,577523 $N_{\Pi} = 5,5$	1,39418	0,0027216
t_3	2,2644444	4,6108829	42,252315 $N_{\Pi} = 6,4$	6,9090778	0,0431281
t_4	2,4619749	7,0713768	75,153343 $N_{\Pi} = 7$	17,473102	0,0964254
t_5	2,5727019	7,917474	90,917512 $N_{\Pi} = 7,5$	24,975684	0,363235

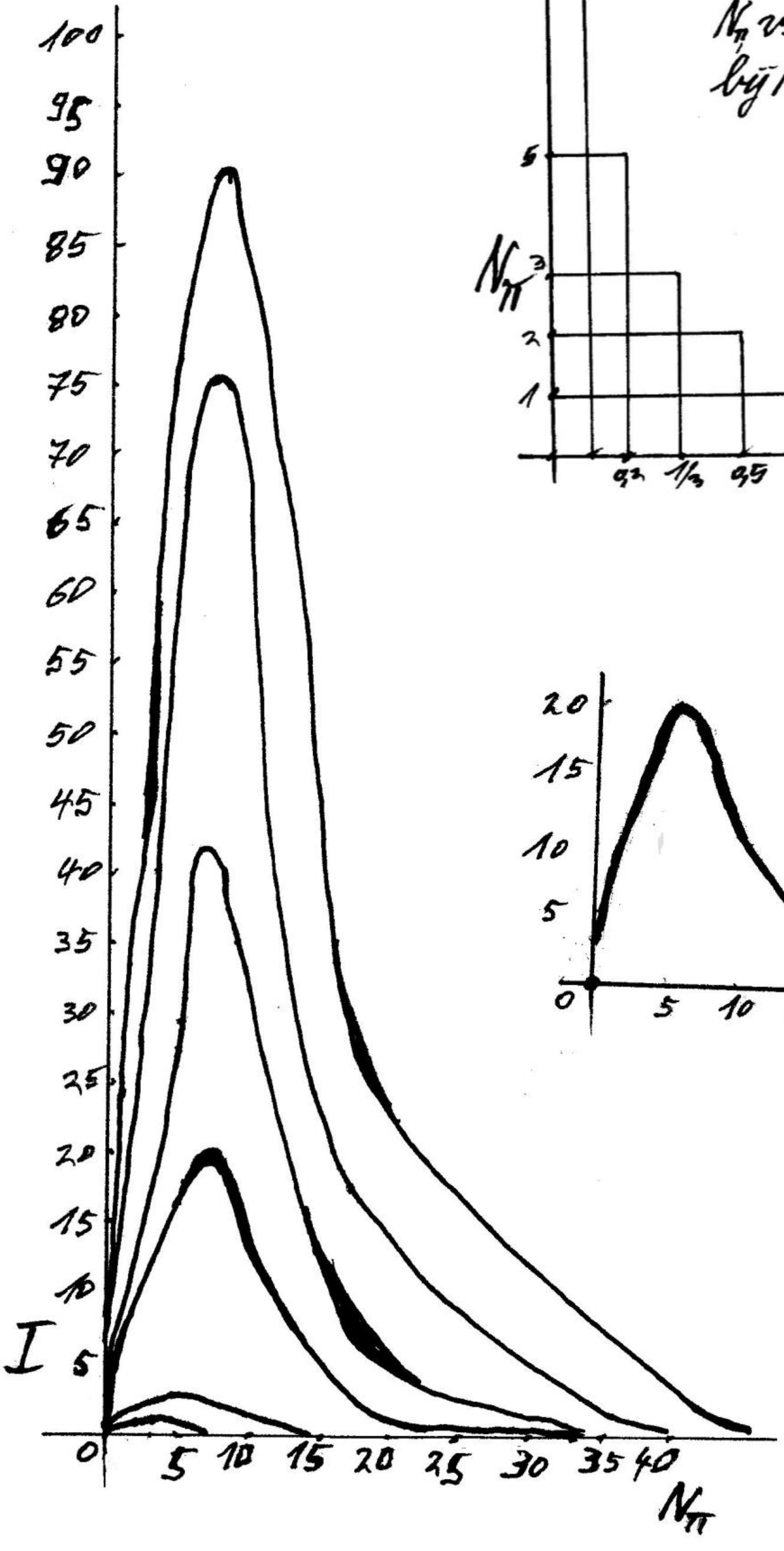
6.10. Tenslotte verschijnen de Planck-krommen grafisch. De energieverdeling blijkt

temperatuur-afhankelijk (T_{μ}) en karakteristiek voor thermische straling.

Monochromatische golfpakketten gaan over in een stralingsmengsel met continu spectrum.


cf. evolutie
N_π vs. T
bij N_π T=1.
N_π
T


t_2


I
N_π

6.10.1. De t_2-kromme is vormgelijk aan de $\mathcal{T}$-curve (6.7.) : zij past bij het spectrum van een zwart lichaam in evenwichtstoestand bij 2,735 graden Kelvin-temperatuur [N.3b : cf. noot 2; Eduard van den Heuvel, "De wonderbaarlijke eenheid van het heelal", Prometheus, Amsterdam 2017, p. 128 ; Thomas Hertog, OAM 2002/4, p. 425.].

6.10.1.1. Verder : "The lowest note (labeled ℓ=0) is the monopole - the entire sphere pulses as one. The monopole of the CMB is its average temperature – just 2,725 degrees above absolute zero." [Glenn D. Starkman & Dominik J. Schwarz, Sci. Am. august 2005, pp. 36-43.]. Zoals beschreven monopool pulseert een Π-klasse als één geheel (2.3.4.1.-4.). Het golfpakket kan beschouwd als een "angular power spectrum", i.c. van de impulsmomenten of spins der Π-klassen.

6.10.1.2. Kosmologisch : "The expansion rate is always proportional to the square root of the total energy density" [Big Think, Ethan Siegel, Google 8-1-2023.]. Weer toont zich de t_2-trap als singulier : $\sqrt{\rho_E} = \sqrt{192} = 13{,}856406$, omgekeerd $0{,}0721688$. Er verschijnt een eigenaardige numerieke gelijkenis met fysisch de Hubble-tijd, omgekeerd de Hubble-constante.

6.10.2. Uit $\frac{1}{a} = m_\Pi(\lambda T)$ (infra 7.6.9.0.1.) volgens de herformuleringen $\Delta T_\mu = m_\Pi(\lambda T)$ en $\mathcal{T} = i m_\Pi(\lambda T)$ (6.1., 6.7.). Het graviton verschijnt in de formulering (5.5., 7.1.3.7. ff., Appendix VIII) : Het product $m_\Pi(\lambda T)$ kan m.m. vergeleken met een "massief graviton" [Cf. Livescience, Robert Lean, Google 10-4-2022]. $\mathcal{T} = i m_\Pi(\lambda T)$ geldt omgekeerde snelheid x omgekeerde versnelling of $\mathcal{T} = \frac{1}{a\Pi_A}$ (6.3.), dimensionaal $L^{-2}T^3$ = kromming x periode kubiek (3.14.1., infra 7.1.3.1.). Equivalent zijn M^2L^2T / M^3L^4 / MT^2. Gravitatie emergeert in een Planck-krommenpatroon. Er geldt $\Delta T_\mu = \lambda^3 m_\Pi^2$, volume x massa².

6.10.2.1. Uit $\frac{i}{(\lambda T)}$ = K (infra 7.1.3.2.) volgt $\mathcal{T} = K m_\Pi(\lambda T)^2$ is gelijk aan kromming x massa x graviton², wat $\mathcal{T}$ rechtstreeks met gravitationele grootten verbindt. Bij K =λ^{-2} verschijnt $\mathcal{T} = m_\Pi T^2 = \frac{m_\Pi}{N_\Pi^2}$. Evenzo met ϑ als gravitationele tijdsvertraging (infra 7.3. en 7.5. ff.) en versnelling a volgt uit $\frac{\vartheta}{a} = \frac{\mathcal{T}}{2}$ (7.5.6.), $\mathcal{T} = \frac{2\vartheta}{a} = \frac{i}{a}.\mathcal{T} = i^2T$ (6.7.) wordt $\mathcal{T} = \lambda^{-2}T^3 = KT^3 = K/N_\Pi^3$. Dimensionaal gelden M T², $L^{-2}T^3$.

6.10.2.2. Daar $\mathcal{T} = MT^2 = m_\Pi T^2$ (6.10.2. -1.) verschijnt de gravitatiefactor van Newton $G = \frac{m^3}{kg.s^2}$ als $G = \frac{\lambda^3}{\mathcal{T}}$ of $\mathcal{T} = \frac{\lambda^3}{G}$ bij $G\mathcal{T}$ = volume .

6.10.2.3. Uit $i^2 = \frac{1}{\phi}$ volgt $i^2 T = \mathcal{T} = \frac{T}{\phi}$, periode per gravitatiepotentiaal, $= \frac{1}{\phi N_\Pi}$.

Vervolgens $\sqrt{\frac{m_\Pi}{\mathcal{T}}} = N_\Pi$.

Uit $\mathcal{T} = T^3 L^{-2}$ volgen $\mathcal{T} = \frac{K}{N_\Pi^3}$, $\mathcal{T} = \frac{T^3}{A\text{−oppervlakte}} = T^3$.K-kromming en $K = \frac{\mathcal{T}}{T^3}$.

6.10.2.3.1. De equaties $\mathcal{T} = \frac{\lambda^3}{G}$ en $\mathcal{T} = \frac{T}{\phi}$ relateren aan gravitatie, - constante en - potentiaal annex kromming (6.10.2.-1.). Gravitatie en Planck-krommen alluderen op gravitationele straling [Wikipedia: magnetic moment/mass quadrupole/gravitational potential/gravitational radiation.].

6.10.2.4. $\mathcal{T}$ reduceert $\boldsymbol{\mathcal{J}}$-intensiteit tot C-informatiecapaciteit (3.15.6. – 2.)

als $\boldsymbol{\mathcal{J}}\mathcal{T} = - / 8 / 85{,}333 / 819{,}2 = C$, zodat $\mathcal{T} = \frac{C}{\boldsymbol{\mathcal{J}}}$.

In verbinding met gravitatie verschijnt $C = m_\Pi K = \frac{a}{G}$.

Evenzo $\boldsymbol{\mathcal{J}} = \frac{a}{\lambda^3} = \frac{1}{\Pi_A \mu_0} E^2 = \frac{W}{m^2}$ [Cf. Fundamentals of Physics, p. 858.].

De reductie geldt $\frac{\boldsymbol{\mathcal{J}}}{C} = \frac{1}{\mathcal{T}}$.

6.10.2.5. Gravitationalia zijn verbonden als

$F_{grav}\, a\, \mathcal{T} = - / 4/16/64/256 =$ K-kromming $= \frac{FaT}{\phi}$ en $\mathcal{T} = \frac{K}{F_{grav}\, a}$.

6.10.2.6. Er is een verband tussen T_μ en ϑ-gravitationele tijdsvertraging als

$\Delta T_\mu = - / 2\vartheta^2 / \vartheta^2 / \frac{\vartheta^2}{2} / \frac{\vartheta^2}{4} / \frac{\vartheta^2}{8} / \frac{\vartheta^2}{16} / \frac{\vartheta^2}{32}$.

6.10.3. De T_μ-superpositie is een interferentie-effect in de tijd. (6.6., cf. 1.6. + noot 5 en 7.6.6.5.3.) [Cf. Michael Brooks, Nw. Sc. juli – augustus 2018, pp. 34 – 38 : "… atoomklokken in superpositie een soort interferentie-effect in de tijd genereren.".]. Enerzijds de nagloed van een primordiale faseovergang (6.7., 7.5.6.) en t_2-spectrum, resoneert in de $\mathcal{T}$-curve de hele ontwikkeling van de informatie-orde. Zij is dezer omvattende Planck-kromme, die behoedt voor oneindigheidscatastrofes.

6.10.3.1. De band tussen $\mathcal{T}$-theoreem en interferentie kan geduid. Tot het omslagpunt t_2 zijn

de $\mathcal{T}$-waarden en de Π_μ-interferentietermen gelijklopend : 0 / 0,5 / 0,593 (2.6. en 6.7.).

6.10.4. De formule $E_T = S_T T_\mu$ (6.5.), entropie x temperatuur, coïncideert met warmte-energie TS (1.20.10.), alias $= N_\Pi . 1$ bij S_{BH}-entropie (infra 7.6.12.5.6.).

6.10.5. Het gemiddelde quantumgetal $\bar{n} = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$ [M. Alonso e.a.,o.c. , pp. 322 -323] is de intensiteit 0,5819767 van frequentie $N_\Pi = 1$ bij temperatuur T_μ =1 van energieniveau φ_0 (6.9.).

6.11. Het is mogelijk, de drieledige opbouw in een operatorformalisme te vatten : w -sequensen in een Π-klasse, Π-klassen in een golfpakket, golfpakketten in T-superpositie. Operator, eigenfuncties, gewichtsfactor, eigenwaarden, degeneratie (meerdere eigenwaarden bij één eigenfunctie) kunnen geformuleerd.

6.11.1. Gesteld de operator Π_{op} :

α – eigenfuncties φ_n ;

β – gewichten T_n ;

γ – eigenwaarden $\vec{\Pi}_n$ - vectoren (1.12.7.) :

- fase x_n ;
- magnitude p_n ;

δ – degeneratie N_Π .

De operator Π_{op}, - i.e. het Π - voorschrift - , transformeert de W-verzameling in een verdeling met Π-klassen.

α De verdelingen uit deze symmetriebreuk zijn de Π-golfpakketten φ_n; i.e. de eigenfuncties.

β Hun gewichten in de Π-evolutie zijn de periodes T_n (6.).

γ Hun eigenwaarden zijn de $\vec{\Pi}_n$-klassen, vectorieel met Π-gerichtheid als fase en waarschijnlijkheden p_n als magnitude, een getrapte degeneratie uit het c-aantal w-sequensen.

δ De degeneratie der eigenfuncties φ_n bedraagt derhalve hun aantal Π-klassen N_Π , de frequentie : het exacte omgekeerde van hun gewichtsfactor T . Ergo degeneratie N_Π is de eigenenergie van de eigenstaat [Cf. ACS Photonics, Google 16-4-2022.].

6.11.1.1. Bovenstaande abstracte definities α, δ en γ kunnen geconcretiseerd :

α) Tijdskristallen (5.2.0.2.4.-5.) vertonen een orde als eigenstaat of eigenfunctie (infra 7.6.7.3.2.). Deze behelst een golfpakket φ_x ;

δ) “valley degeneracy” N_v (3.19. en 3.19.1.) is consistent met de N_Π-degeneratie, i.e. het N_Π-aantal Π-klassen of eigenwaarden van een golfpakket als eigenfunctie ;

γ) N_Π als frequentie-energie staat ook voor de omvattende Hamiltoniaan van het golfpakket (3.6.2.). De Π-klassen zijn de eigenwaarden van deze overkoepelende Hamiltoniaan [Cf. Phys. org 12-8-2021 over Riemann ζ-functies :” the eigenvalues of the Hamiltonian are consistent with the Riemann zeros.”]. De Π-klassen zijn strikt op de discrete Π_n-punten (1.8.2.). gelokaliseerd.

6.11.1.2. Alternerend kan per t-trap een operator gesteld :

α) eigenfuncties : de $\Pi_n - \Pi$-klassen ;

β) gewichten : dier p_n-waarschijnlijkheden ;

γ) eigenwaarden : de betrokken w-sequensen ;

δ) degeneratie : het betrokken c-aantal w-sequensen.

6.11.2. Π_{op} is een symmetriebrekende transformatie-operator, die van de W-permutatiegroep naar de Π-deelgroepen voert. De consequente tijdssymmetriebreuk leidt bij entropietoename naar de evenwichtsverdeling t_Ω.
Er wordt niet onderscheiden tussen zuivere toestand t_0 en mengsels t_n (1.20.3.). De spectrale vorm luidt $\Pi_{op} = \mathbf{\Pi} = \{\pi_1, \pi_2, \pi_3, \ldots\}$, de oneindige doch discrete, - met onbeperkte regelmaat-, verzameling der π_n-getallen, i.e. de fasen der $\vec{\Pi}_n$-vectoren als eigenwaarden; de golfpakket-superpositie is generator.
De Π-operator speelt een dubbele rol : hij legt enerzijds de parameters vast, anderzijds bepaalt hij de tijdsontwikkeling van het systeem. Alle observabelen emergeren : gewicht als periode T, degeneratie als frequentie N_Π, spectrum als λ-equidistantie, en de verdere afgeleide grootten.

6.11.3. Verdelingsfuncties c.q. dichtheidsoperatoren kunnen geformuleerd onder vorm van gewogen superposities :

$$\Pi_x = \sum_n \{p(w)_n\} \Pi_x$$ (1.6) ;

$$\Pi_\mu = \sum_n p_n \Pi_n$$ (1.20.1) ;

$$T_\mu = \sum_{t=o}^{t=n} i_n T_n$$ (6.); [NOOT 4].

6.11.4. De oneindige verzameling der Π-golfpakketten φ_n kan gesteld als $\Phi = \{\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \ldots\}$ met de index n als t-trap. Evenzeer met de φ_N, waarbij de index N de ontaarding N_Π aangeeft, het aantal Π-klassen of de frequentie-energie :

$\Phi = \{\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_5, \varphi_9, \varphi_{17}, \varphi_{33}, \varphi_{65}, \ldots\}$. Φ fungeert hierbij eveneens als oneindige verzameling der discrete N_Π-getallen. Het verband tussen t-trap en ontaarding luidt

$N_\Pi = \frac{H}{2} + 1 = \frac{2^t}{2} + 1$, exclusief t_0, waar geldt $H \equiv N_\Pi$.

6.11.5. Een golfpakket φ_x als eigenfunctie van Π_{op} houdt in de T-structuur (4.) tegelijk een superpositie van eigenfuncties in. Π_{op} vertoont een tweevoudig spectrum : primair als ruimtelijke verdeling van de W-verzameling een equidistant gerichtheidsspectrum, wat H-impuls impliceert, anderzijds een temporeel energiespectrum bij N_Π-degeneratie (4.3., 6.11.2.).

6.12. De redundantie of organisatiegraad $R = \frac{WH-H}{WH} =$ 0,5 / 0,75 / 0,9375 / 0,9960938 / 0,9999847 / 0,9999998 (App.I. 7.-8. en II.3.) . Deze formulering kan uitgebreid.

Zo : $\frac{WH_{in}-H_{in}}{WH_{in}}$ = - / 0,75 / 0,9375 / 0,9960938 / 0,9999848 / < 1 ;

$\frac{WN_\Pi - N_\Pi}{WN_\Pi}$ = 0,5 / 0,75 / 0,9375 / 0,9960938 / 0,9999847 / < 1 ;

$\frac{W\Pi_\mu - \Pi_\mu}{W\Pi_\mu}$ = 0,5 / 0,75 / 0,9375 / 0,9960936 / 0,9999745 / < 1 .

Deze formules vertonen dezelfde waarden. De andere grootten van de klassieke Informatietheorie ($\mathcal{N}$, e, K- performantiecoëfficiënt) en van het Π-systeem (m_Π, Π_A, a, λ, T, K-kromming enz.) incluis het elektromagnetisme (App IV) bieden in dezelfde formulestructuur identieke waarden. Deze zelfde R-organisatiegraad doordringt het hele informatieapparaat. Het stelt een systemisch universale. Het bevestigt de innerlijke

consistentie en algemeengeldigheid der informatie-orde [Cf. SciTechDaily, Universität Innsbruck 29-5-2022 : redundantie kan verkregen door verstrengeling en geldt voor alle operaties.]. Steeds is het W-aantal permutaties of w-sequensen de grondslag.

6.12.1. Het R-theoreem kan m.m. vergeleken met covariantie (App VII) [Cf. B. Kanitscheider, o.c., pp. 23, 146 – 152 en 194; Walter Isaacsson, "Einstein, his Life and Universe", Simon & Schuster, Londen 2007, pp. 195 – 224; Wikipedia, Google 14-11-2021.]. Gesteld de grootten X_n. Deze nemen de rol over van coördinaatsystemen of referentiekaders der relativiteit (cf. 3.15.4.1.). De gegeneraliseerde formule luidt $R = \frac{WX_x - X_x}{WX_x}$, geldig en vormgelijk voor alle grootten. De R-formule is dan covariant tegenover alle subsitituties der grootten; i.e. algemeen covariant. Deze optredende substituties vormen een covariante groep. De R-vergelijking blijft gelden bij overgang tussen t-trappen. De R-waarden zijn invarianten van de informatie-orde.

6.12.2. Er is een relatie tussen redundantie en ijksymmetrie [Stack Exchange Physics, Google 28-11-2023.] : "Mathematical gauge symmetries are not physical but rather redundancies in our formulation. … Symmetries in a gauge group that describes the redundancies … . Redundancy in our description, – this is the gauge symmetry". IJksymmetrie is de essentie van het informatiesysteem (1.7.1., 2.7., 4., 4.6., synops 7.6.3.). Innerlijke consistentie van het Π-systeem blijkt [Jeremy Campbell, "Homo Grammaticus, 1988, Agon BV, Amsterdam, pp. 59-64.] : "Redundantie beperkt de waarde van W in de entropievergelijking [App. I.1.] en vermindert het aantal manieren waarop de verschillende delen van een systeem worden gegroepeerd. …Redundantie om systemen in staat te stellen om complex te worden. … Redundantie maakt waarschijnlijkheden ongelijk in plaats van ze over de hele variatiebreedte te verspreiden. Dit betekent dat de delen van een systeem niet geheel onafhankelijk van elkaar zijn, maar statistisch verbonden volgens een patroon van mogelijkheden [cf. 1.18.1.1.]."

NOTEN

1. Naar I. Progogine & I. Stengers, " Orde uit Chaos", p. 287*.
2. Cf. J.P.McEvoy & O. Zarate, o.c., p. 34. Cf. George van Hal, New Scientist, juli-augustus 2016, p. 49 : " … fase-overgangen … : de momenten waarop een kracht opsplitst in verschillende subkrachten".
3. Prisma van de Natuurkunde, p. 132.
4. Cf. I. Prigogine & I. Stengers, " Dialog mit der Natur", p. 233. I. Prigogine : " Vom Sein

zum Werden", passim; " Het Einde van de Zekerheden", p. 85.

7. Het Π-systeem kan beschouwd als informatie-heelal met kenmerkende evolutie tussen de limieten tussen t_0 en attractor t_Ω (5.2.1.). Kosmologie vereist incorporatie der relativiteiten.

7.0.1. De Π-invariantie staat zowel translaties als globale spiegelingen toe [NOOT 1] .

7.0.1.1. De spinsnelheid van een $\Pi_{1,0}$-klasse geldt $v_s = 1$ (3.13.). Zowel golfpakket φ_0 met slechts één $\Pi_{1,0}$-klasse als deze klasse in elk golfpakket zijn elk op zich randgevallen. Derhalve is een $\Pi_{1,0}$-klasse an sich vlak, want ongebroken (1.15., 1.16.1). Dit strookt met de fijnstructuurconstante $\alpha = 1$ (App. IV. 26.). Enerzijds bepaalt ze de sterkte van de wisselwerking tussen straling en materie, - het Π-golfpakket vereent golf- en deeltjeseigenschappen (3.9).-, anderzijds geeft ze de verhouding weer van de snelheid van een elektron in de eerste Bohrse baan van het waterstofatoom en de lichtsnelheid c [NOOT 2]. De situatie van φ_0 en $\Pi_{1,0}$ refereert aan laatste passus als $\alpha = \frac{v_s(\Pi_{1,0})}{\Pi_{A(t_0)}} = \frac{\Pi_A}{\Pi_A} = \frac{1}{1}$.

7.0.1.2. Als randgeval van het Π-systeem, - want zonder Π-principe –, is in de klassieke informatietheorie (1.) het formularium der SRT te ontwaren (App. V) [NOOT 3].

7.0.2. Tussen Π-klassen in het golfpakket bedraagt het gerichtheidsverschil een lokale spiegeling (2.7.,2.7.2.,1.9.). Lokale transformaties kenmerken de ART [NOOT 4]. Dusdanig vigeert hier de ART. Het golfpakket of Π-quantumveld (2.), - ook in T-invariantie -, is haar absolutum, impliciet de ruimtetijdkromming. Zoals een golfpakket Π-klassen (4.6.), omvat een informatietheoretische ART de dito SRT als randgeval. De N_Π-toename van de Π-klassen veroorzaakt λ-afname, i.e. het analogon van stijgende kromming (5.5.1.). Hiervan is de Π-evolutie met de graviterende attractor t_Ω de tweevoudige emanatie : toenemende kromming en Π_A-precessie naar $\Pi_{0,5}$ (1.13.3.) als algemeen relativistisch effect [NOOT 5]. Golfpakket-absoluta zijn onafhankelijk van lokale Π_n-coördinaten en –eenheden.

7.0.2.1. Karakteristieken van de ART zijn achtergrondonafhankelijkheid en diffeomorfisme [NOOT 6]. Eerstens omvat het Π-systeem een intrinsieke metriek (4.) , die t-evolueert (3.5.1.) en zijn eigen quantumruimtetijd schept. Tweedens behelst het

schaalinvariantie per gelijkberechtiging van t-trappen of golfpakketten (3.5.1.,3.15.4.1.). Dit expliciteert de T-invariantie. Bij vrije coördinatenkeuze van enige temporele oorsprong geldt equifinaliteit of evolutionaire invariantie. De gang naar evenwicht is onontkoombaar (1.20.,5.4.2.) [NOOT 7].

7.1. De evolutie der Π-golfpakketten vertoont leeftijd én tijdspijl. Vanuit elk relatief referentiepunt of "heden" kan onderscheiden tussen oudere en jongere informatie-pakketten. Oudere zijn langgolvig, laagfrequent en laagenergetisch. Jongere zijn kortgolvig, hoogfrequent en hoogenergetisch. Naar het verleden treedt golflengtedilatatie op, naar de toekomst golflengteverkorting. Getransponeerd naar "kleur" verroding resp. verblauwing. De aanwezigheid van een attractortoestand t_{Ω} , - m.m. gravitator -, duidt op gravitationele kleurverschuiving. Dit is een intrinsiek algemeen relativistisch effect (geen Doppler-shift, doch Mössbauer-effect).
De toekomst is blauw, het verleden is rood [NOOT 8]. De attraherende gravitator t_{Ω} is strikt temporeel van aard. De unidirectionele tijdspijl wijst op een tijdsasymmetrisch Ellis-heelal [NOOT 9]. De informatie-orde valt naar de toekomst toe. Het verleden klimt tégen de asymmetrische tijdsstroom omhoog. Geen "straling" wordt door het verleden uitgezonden, doch tegengehouden, - want geattraheerd -, door de toekomst [NOOT 10]. De verroding van het verleden is equivalent met een schijnbare recessie t.o.v. enig heden. Het is een positioneel effect vanuit elk referentiepunt naar het verleden.

7.1.1. De roodverschuiving luidt $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda}$ met λ_0 van het referentiepunt en λ van het verleden [NOOT 11]. De z-waarden coïncideren met Π_A- of Π_x-getallen (1.12.3.).
Numeriek e.g. :

$t_7 - t_0 = 0{,}9921875$; $t_6 - t_0 = 0{,}984375$; $t_5 - t_0 = 0{,}96875$;

$t_4 - t_0 = 0{,}9375$; $t_3 - t_0 = 0{,}875$; $t_2 - t_0 = 0{,}75$;

$t_1 - t_0 = 0{,}5$; $t_0 - t_0 = 0$.

Dan :

$t_7 - t_1 = 0{,}984375$; $t_6 - t_1 = 0{,}96875$; $t_6 - t_2 = 0{,}9375$;

$t_6 - t_3 = 0{,}875$; $t_6 - t_4 = 0{,}75$; $t_6 - t_5 = 0{,}5$;

$t_6 - t_6 = 0$.

De blauwverschuiving luidt $\bar{z} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0}$ met λ van de toekomst. Numeriek :

$t_0 - t_7$ = 0,9921875; $t_0 - t_6$ = 0,984375 ; $t_0 - t_5$ = 0,96875;

$t_0 - t_4$ = 0,9375; $t_0 - t_3$ = 0,875 ; t_0 - t_2 = 0,75 ;

t_0 - t_1 = 0,5 ; t_0 - t_0 = 0 .

Dan :

$t_1 - t_7$ = 0,984675 ; $t_1 - t_6$ = 0,96875 ; $t_2 - t_6$ = 0,9375 ;

$t_3 - t_6$ = 0,875 ; t_4 - t_6 = 0,75 ; t_5 - t_6 = 0,5 ;

$t_6 - t_6$ = 0.

Er emergeert symmetrie tussen beide verschuivingen. Tevens komen bij gelijke absolute differenties | $\Delta\lambda$ | in z en $\bar{z}$ dezelfde numerieke waarden voor . Zo bv. :

$t_0 - t_4$ = 0,9375 en $t_2 - t_6$ = 0,9375 ; $t_4 - t_0$ = 0,9375 en $t_6 - t_2$ = 0,9375 .

De tijdsrichting krijgt een dubbele zin, afhankelijk van het waarnemingsperspectief.

7.1.1.0.1. De Π_A-snelheid van oudere golfpakketten krijgt het statuut van recessie- en uitdijingssnelheid met maximaal $\Pi_A = 1$. De Hubblerelatie $v = H_0 D$ wordt $\Pi_A = N_\Pi \lambda$ met $N_\Pi = \frac{\text{snelheid}}{\text{afstand}}$ (3.14.9.γ) [Cf. N. De kort en H. van der Laan, "Teleac, Moderne sterrenkunde", Utrecht 1980/1981, p. 389 : "de verhouding tussen de uitdijingssnelheid en de schaal waarvoor die snelheid geldt."]. In het kader der T-superpositie vertonen oudere golfpakketten afnemende amplitudes (infra 7.6.8.2.1.). Hun afdruk blijft ingebed.

7.1.1.0.2. De restrictieve Π-schaal (1.14.1.8.) en het confinement der Π-klassen in het golfpakket als faseruimte staan externe expansie niet toe. Rest indijing of invouwing (2.11.3.) als schaaltransformatie. Quantummechanisch anderzijds kan de t-evolutie van fragmentatie nooit stoppen (5.4., 5.5.1.).

7.1.1.0.3. Er kan een vertragingsparameter q gedefiniëerd [N. De Kort e.a., o.c., p. 389.] :

$q_0 = \frac{-R(t)a(t)}{v^2}$ wordt $\frac{-\lambda a}{\Pi_A^2}$ = -1 / -1 / -1 / -1 / -1 / ... , een constante.

7.1.2. De ruimtetijd kan gequantiseerd in metrische quanta λT = 1 / 0,25 / 0,0833333 / 0,025 / 0,0069444 / 0,0018382 / 0,0004735 / 0,0001202 = $\frac{1}{F}$, het omgekeerde van kracht F. Anderzijds geldt $HN_\Pi = F = F_{kosm}$ (cf. 3.14.9. α). De onbepaaldheidsrelatie

(5.5.) kan kosmologisch herschreven als $\Delta\lambda T . \Delta F = 1$. Vanuit enig referentiepunt

(7.1.) contraheert de ruimtetijd richting t_Ω, expandeert richting t_0 [NOOT 11B].

De ruimtetijd trilt; het is een intrinsiek metrisch effect (4.,3.14.1.).

7.1.3. De algemeenrelativistische veldvergelijking luidt

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$ [NOOT 11C].

Links de ruimtetijdstructuur, - die excl. kosmologische term kan vereenvoudigd tot $G_{\mu\nu}$- , rechts de intensieve uitdrukking met $T_{\mu\nu}$ als energiedichtheid van materie en straling of ρ_E (3.10.7.). De omzetting van de rechterterm luidt

$$\frac{G\rho_E}{\Pi_A^4} = Q(-\text{lading}) = m_\Pi N_\Pi(-\text{massa} - \text{energie}) = H^2$$ (App.IV.2.).

"In general relativity, the role of electric charge is played by mass and energy and that of the electric field by curved spacetime, or gravity" [NOOT 11D]. Dit geschiedt hier exact. Te meer daar de gekromde ruimtetijd wordt weergegeven door $K = H^2$ (3.14.1.,3.14.8., 5.5.2.). Bovendien blijkt de factor $\frac{G}{\Pi_A^4} = \lambda T = \frac{1}{F} = \frac{1}{Q.E}$,

het metrische ruimtetijdquantum. Zo verschijnt de veldvergelijking

$K = m_\Pi N_\Pi = \lambda T \rho_E \left(= \frac{\rho_E}{F} \right)$. $\frac{K}{m_\Pi N_\Pi} = 1$ is een constante (cf w, 3.14.9.β).

Omgerekend gelden insgelijks

$$Q = \frac{a\left(\frac{Q}{E}\right)}{N_\Pi} = a\left(\frac{Q}{E}\right)T\left(= \frac{\rho_E}{F}\right) \text{ naast } Q = \frac{H_B}{F} = \frac{\Pi_A}{\Phi_E} \text{ en } \frac{Q}{E} = \frac{1}{\Phi_E} = \frac{\phi}{G} = \frac{K}{\Pi_A}$$, dimensionaal $L^{-3}T$.

7.1.3.1. Er blijkt $G\rho_E = a^2$; er geldt $\Pi_A^4 = \phi^2$ (3.14.3.) ; er verschijnt kromming

$$K = \frac{G\rho_E}{\Pi_A^4} = \frac{a^2}{\phi^2}$$, gravitatieveldsterkte² per gravitatiepotentiaal² .

Dimensionaal gelden $\frac{a^2}{\phi^2} = L^{-2}$ en $K = L^{-2}$, zodat $R = \frac{1}{K^{\frac{1}{2}}}$ en $K = R^{-2}$.

7.1.3.2. De linkerhelft van de veldvergelijking kan analoog herschreven als $K - \frac{1}{2}K(\lambda T) + \Lambda(\lambda T)$ met kromming K pro R en het metrische ruimtetijdquantum (λT) pro $g_{\mu\nu}$, die de structuur der ruimtetijd beschrijven (cf. infra 7.1.4. en supra noot 11C, derde citaat, p.55 voor Einsteins " spacetime metric tensor" $g_{\mu\nu}$). Numeriek verschijnen (excl.t_0) : 4,5 / 16,3333333 / 64,2 /

256,11111 / 1.024,0588 / 4.096,0303; i.e. de $K = H^2$ – bedragen 4 / 16 / 64 etc. , verhoogd met exact de waarde van de overeenkomstige T-periode. Dit wordt $K - \frac{1}{2}K(\lambda T) + \Lambda(\lambda T) - T$, om de gelijkheid met de rechterterm te herstellen.

De factoren van het product $\Lambda(\lambda T)$, waar Λ als kosmologische constante repulsie inhoudt (3.14.9. α, infra 7.1.5.), zijn echter gedefinieerd als $\Lambda = F$, resp. $(\lambda T) = \frac{1}{F}$ (7.1.2.), zodat $\Lambda(\lambda T) = 1$. Er verschijnt $K - \frac{1}{2}K(\lambda T) + 1 - T$.

De term (1 – T) is daarbij de formulering van de algemeenrelativistische tijdsvertraging $\vartheta = 1 - T$ (infra 7.3., 7.5. ff.).

Zo kan geschreven $K - \frac{1}{2}K(\lambda T) + \vartheta$. Er blijkt $K(\lambda T)$ = 1 / 1 / 1,333… / 1,6 / 1,777… / 1,8823… / 1,9394 … = i (3.10.8.) = $\frac{1}{\Pi_A}$ = $\frac{1}{E(-\text{elektrische veldsterkte})}$. Zodoende wordt

$\frac{1}{2}K(\lambda T) = \frac{i}{2}$ = (0,5) / 0,5 / 0,6666667 / 0,80 / 0,8888889 / 0, 9411765 / 0,969697 = ϑ .

Er verschijnt K - ϑ + ϑ = K (-kromming) pro Einsteins “curvature tensor” $G_{\mu\nu}$ als ruimtetijdgeometrie (supra 7.1.3. en noot 11C, derde citaat, p.55) : $K = \frac{G\rho_E}{\Pi_A^4} = \frac{a^2}{\phi^2}$

analoog $G_{\mu\nu} + \vartheta = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$. Kort $K = m_\Pi N_\Pi$. Kosmologische acceleratie a ,- ook in de vorm van Λ-repulsie -, en algemeenrelativistische tijdsvertraging ϑ zijn pendanten (infra 7.3. + noot 13, 7.4., 7.5.6.) binnen de K-structuur. Er gelden Λ = KE en $\vartheta \Pi_A$ = ϑ E = 0,5 als constante (excl.t_0) ; verder $F_{grav\,(x \to x+1)} = K_x + \vartheta_x$ (3.15.2.α) en $K = iF = 2\vartheta F = 2\vartheta\Lambda$ annex $K = \frac{i}{(\lambda T)} = \frac{2\vartheta}{(\lambda T)}$. In de veldvergelijking heffen rechter- en linkerterm elkaar exact op. (Positieve) massa-energie en (negatieve) gravitatie-energie sommeren tot totaalenergie nul conform een vacuumfluctuatie, aangedreven door de vierde onbepaaldheidsrelatie (cf. infra 7.9.).

7.1.3.2.1. In de veldvergelijking worden de tensoren consequent vervangen door quantumgrootten (7.1.3.4.1.). Zo de metrische tensor $g_{\mu\upsilon}$ door het ruimtequantum (λT) of graviton (5.5.,7.1.2.). Vervolgens $R_{\mu\upsilon}$ door de intrinsieke kromming $K = L^{-2}$ als krommingsquantum (7.6.12.5.4.). Tenslotte $T_{\mu\upsilon}$ door ρ_E als energiequantum per kubieke ruimte-eenheid L^3 = volume V. De probabilistische unitariteit neemt alle mogelijkheden, geordend door het Π-principe (1.12.1.-2.13., infra 7.6.7.5.1.). De indices $\mu\upsilon$ als vectorpotentiaal zijn aldus reeds gevat in de vectorpotentialen van Π-klassen en het

golfpakket (infra 7.1.4.).

7.1.3.2.2. Er verschijnen $G_{\mu\nu}$ = .../15,333/63,2/255,111 naast $G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$ = ... 16,333/ 64,2/256,111 . De numerieke differentie tussen beide formules bedraagt steeds 1 =$T + \vartheta$, de behoudswet van periode en tijdsvertraging (infra 7.5., 7.6.7.3., 7.6.12.5.). Deze situatie is duidelijk tijdgerelateerd. De modificaties leiden tot $G_{\mu\nu} + \vartheta = G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} - T =$ ... /16/64/256. Ockham bepaalt $G_{\mu\nu} + \vartheta = K$. Alternerend $G_{\mu\nu} + nT$ met $n = \frac{H}{2} = N_{\Pi} - 1$ aantal periodes. Er geldt $nT = \vartheta$-tijdvertraging. De ruimtetijd-structuur lijkt geretardeerd t.o.v. de massa-energie [Cf. Clara Moskowitz, Sci. Am. feb. 2021, pp. 20 – 25.].

7.1.3.2.3. Het werkingsquantum kan ook uitgedrukt als $h = m^2 \, {}^{kg}/_{s}$ [Rupendra Brahambhatt, Interesting Engineering, Google 13-8-2021.]. Dit wordt getransponeerd als $h = \lambda^2 \frac{m_{\Pi}}{T}$, waarbij $\frac{m_{\Pi}}{T} = K$-kromming. Zo verschijnt $h = \lambda^2 K = A \, . \, K =$ oppervlakte x kromming. Het Planckse werkingsquantum h verschijnt in de ART [Cf. Nima-Arkani Hamed over Steven Weinberg, Quantummagazine, Google 12-8-2021 : “ This led him to formule G.Th.R. using the methods of particle physics.”].

7.1.3.2.4. In bovenstaande wordt gravitatie gemedieerd door een massaloos deeltje, het graviton met spin 2 :” Spin 2 particles must have the properties of the graviton, with a universal coupling strength to ALL particles.” (5.5., 7.1.2., 7.1.3.7.2.). Daarentegen “Spin 1 particles must be described by theories whose equations have gauge symmetries” (cf. 1.7.1.). Het graviton treedt op tussen alle Π-klassen, - wat alle w-sequensen impliceert (2.7., 7.1.3.7.2.-4).

7.1.3.3. Het Minkowski-ruimtetijd-interval $ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2$ kan welgedefinieerd getransponeerd naar $\Pi_A^2 T^2 - \lambda^2 = 0$, een constante; er blijkt $\Pi_A^2 T^2 = \phi T^2 = \frac{1}{K} = \lambda^2$.
In het Friedman-ruimtetijd-interval $ds^2 = c^2 dt^2 - R(t) dl^2$ wordt R(t) – “radius van het Einstein-universum” [I. Prigogine, “ Het einde van de zekerheden”, pp. 157-158; Leopold Infeld in P.A. Schilpp(Hrsg.), o.c., pp. 182-183 en 193] gelijkgesteld met de Hubbletijd t = $\frac{1}{H_0}$ = T (3.14.9.γ) als ruimtemaat (cf. infra 7.1.3.3.1). Er verschijnt $\frac{1}{K} - T\lambda^2 =$ - / 0,125 / 0,0416667 / 0,0125 / 0,0034722 / 0,0009191 / 0,0002367 / 0,0000601 = $\frac{1}{2}(\lambda T)$, het metrische ruimtetijdquantum ÷ 2.

De uitdrukking verschijnt in de veldvergelijking als $\frac{1}{2}(\lambda T)K$.

Bij (λT) pro $g_{\mu\nu}$ verschijnt het algemeenrelativistische ruimtetijd-interval $ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx_\mu\, dx_\nu$ als $(\lambda T)\lambda^2 = \lambda^3 T = \frac{\lambda^3}{N_\Pi} = \frac{\lambda^2}{F} =$ 1 / 0,0625 / 0,0052083 / 0,0003906 / 0,0000271 / 0,0000018 / 0,0000001 (voor de samenhang coördinaat x-lengte l≈λ, cf. 3.6.2. en infra 7.1.4. voor de componenten μ, ν). Er geldt enerzijds $(\lambda T)\lambda^2 = \mu_0$-permeabiliteit = $\frac{1}{\rho_E}$ = $\frac{1}{\text{P-druk}}$ (IV. 12.). Anderzijds $(\lambda T)\lambda^2 = \frac{(\lambda T)}{\lambda^{-2}} = \frac{(\lambda T)}{K}$, het ruimtetijd-interval als metrisch ruimtetijdquantum per kromming. De verhouding tussen het Friedman- en het algemeen relativistisch interval

bedraagt $\frac{\frac{1}{2}(\lambda T)}{\mu_0}$ = 2^{-1} /2^1 /2^3 / 2^5 / 2^7 / 2^9 / 2^{11}

= H:2 / H / 2H/4H/ 8H / 16H / 32H.

7.1.3.3.0.1. De transpositie van R(t) als Hubbletijd T in het Friedmann-interval blijkt plausibel :"…de Euclidische metriek op een vierbal met straal 1/H(ubble) = $\frac{1}{N_\Pi} = T$ [S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 105 – 106.].

7.1.3.3.0.2. De Friedmannvergelijking $H_0(t)^2 = \frac{8\pi G\varrho}{3} - \frac{kc^2}{a^2}$ wordt $H_0 = \sqrt{G\varrho \frac{k\,\Pi_A^2}{a^2}}$.

De krommingsparameter k = 0 / +1 / -1 voor een parabolisch vlak/positief gekromd/ negatief gekromd hyperbolisch heelalmodel [I. Prigogine, 7.13.3. noot; Wikipedia, pace Google 24-1-2022]. De schaalfactor $a = S \propto t^{2/3} = T^{2/3}$ [Thomas Boisson, Espace & Astrophysique sept. 2021, pp. 52 – 63: "Scalefactor S, matter era : $S \propto t^{2/3}$"] .

7.1.3.3.0.3. De resultaten zijn (cf. App. X. 8.3. voor een versie met $\frac{1}{\sqrt{2}}$)

α) bij k=0 geldt $\sqrt{G\varrho} = N_\Pi$ (cf. 7.1.3.3.1.), de dimensionaliteit van de gekwadrateerde vorm is $T^{-2} = N_\Pi^2$, q.e.d. [Wikipedia, Google 24-1-2022];]; "fluid density Ω" $\frac{8\pi G\rho}{3H_0^2}$ wordt $\frac{G\rho}{N_\Pi^2} = 1$;

β) bij k = +1 verschijnen 1 / 2,1908681 / 2,5624605 / 4,6538875 / 8,6646778 / 16, 633201 / 32,588362 ;

γ) bij k= -1 verschijnen 1 / 2,5533981 / 3,3813897 / 5,3236577 / 9,3232697 / 17,359051 / 33,42367 .

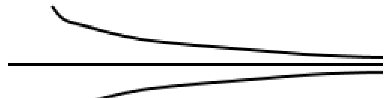
7.1.3.3.0.4. Bij k=0 geldt strikt $H_0 = N_\Pi$ (3.1.4.9.γ).

Bij k= +1 nemen de waarden toe naar N_Π .

Bij k= -1 nemen de waarden af naar N_Π .

In de gevallen k = +1 / -1 convergeren de waarden naar N_Π.

Schetsmatig :



———————————————— N_Π

7.1.3.3.1. Per T-superpositie en conform de vierde onbepaaldheidsrelatie (4.3. , 5., 5.2.) houdt een golfpakket met korte periode T die met langere periode in. Zodoende omvat T als Hubbletijd t de hele ruimtetijdschaal.

De formule $G = \frac{H_0^2}{\varrho}$ [Gerhard Vollmer, "Was können wir wissen?" , Band 2, "Die Erkenntnis der Natur", p. 59.] reveleert fysische en informatietheoretische overeenstemming qua Hubble-constante / factor (3.14.9.γ).

Er geldt $G = \frac{N_\Pi^2}{\varrho} = \frac{P\text{−vermogen}}{\varrho} = \frac{T^{-2}}{\varrho}$ zodat $T = \frac{1}{\sqrt{G\varrho}}$. (3.15.5.) De T-superpositie is evenzo een verstrengeling in de tijd, i.e. een verstrengelde superpositie (cf. 4.1.,4.6. en 1.10., 2.6.3.). Deze houdt nog de sporen in van de oorspronkelijke ongescheidenheid φ_0 (4.3.). Het betreft een tijdloos "timelike entanglement" [cf. Jay Olson, Daniel Calvert & Damien Eason, pace Discovery Channel, "Through the wormhole with Morgan Freeman"].

7.1.3.3.2. Verdere overeenstemming toont de aardversnelling $g = \frac{G.M_E}{R_E^2}$ [G. Vollmer, o.c., p. 59] als gravitatieveldsterkte $a = \frac{Gm_\Pi}{\lambda^2}$. Het metrische ruimtetijdquantum (λT) verschijnt evenzo als $(\lambda T) = m_\Pi \lambda^3 = aT^3$. Bij $F \equiv \Lambda$ geldt $\frac{\Lambda}{(\lambda T)}$ = $\mathcal{J}$-intensiteit of kosmologische constante per metrisch ruimtetijdquantum. In de vorm $\Lambda(\lambda T)$ is deze factor constant en gelijk aan 1 zoals de toestandsparameter w(3.14.9.β) [Cf. Jeremiah P. Ostriker & Paul J. Steinhardt, Sci.Am. jan. 2001, pp. 36 – 43].

7.1.3.3.3. De rechterterm van de algemeenrelativistische veldvergelijking in wetenschapshistorische vorm luidt $G_{\mu\nu} = \kappa\left[T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}T_{\mu\nu}\right]$ [pace National Geographic Channel, "Genius"].

Hierbij is κ of $k = \frac{G}{c^4}$ [Cf. C. Fr. von Weiszäcker, o.c., pp. 477 – 482; P.A. Schilpp (Hrsgb.), o.c., pp. 28 en 185; 7.1.3.]. Er verschijnt $K = (\lambda T)\left[\rho_E - \frac{1}{2}(\lambda T)\rho_E\right]$.

Bij t_2 en t_3 gelden e.g. K = 15,3333333 / 63,2 / 255,111 / 1023,0588 : i.e. de waarden nog zonder kosmologische term $\Lambda g_{\mu\nu}$ (Cf. 7.1.3.2.). Dan geldt $G_{\mu\nu} + \vartheta = m_\Pi N_\Pi$ of $K - \vartheta = G_{\mu\nu}$.

7.1.3.3.4. De equatie $K = m_\Pi N_\Pi$ bewijst de automatische fine-tuning van kromming en massa-energie binnen het kader van de ART (7.1.3.2.) [Cf. P. James E. Peebles, Sci. Am. jan. 2001, pp. 44 – 45]. De relatie $\frac{K}{m_\Pi N_\Pi} = 1$ is een constante (cf. 7.1.3.3.2.). Binnen de

begrenzing van de Π-schaal balanceren evoluerende grootheden mutueel uit.

7.1.3.4. Dimensioneel geldt $(\lambda T) = \frac{1}{F} = LT = M^{-1}L^{-1}T^{2}$.

Er verschijnen $(\lambda T) = \frac{i}{K} = \frac{\Pi_A}{P\text{−vermogen}} = \frac{\lambda^2}{\Pi_A}$ en $K = \frac{1}{\Pi_A\,(\lambda T)}$. Zoals $\rho_E(\lambda T) = K = H^2$ geldt $\rho(\lambda T) = m_\Pi^2$; tevens (druk)P$(\lambda T) = K = m_\Pi^2 \Pi_A^2 = m_\Pi^2 \phi$, massa² x gravitatiepotentiaal, - cf. a = $H\Pi_A^2 = H\phi$.

Kromming K verschijnt als :

$K = \frac{m_\Pi}{T}$, massa ÷ tijd , dimensionaal MT^{-1}

$K = \frac{H}{\lambda}$, impuls ÷ golflengte , dimensionaal MT^{-1}

$K = m_\Pi N_\Pi$, massa x energie , dimensionaal $M^2L^2T^{-2}$

$K = \frac{F}{\Pi_A}$, kracht ÷ snelheid , dimensionaal MT^{-1}

$K = \lambda^{-2}$, 1 ÷ oppervlakte , dimensionaal L^{-2}

$K = \boldsymbol{J}\,T^2$, intensiteit x tijd² , dimensionaal MT^{-1}

$K = \frac{P}{F}$, druk ÷ kracht , dimensionaal $L^{-2} = \frac{\Pi_A}{G} \approx \frac{kc^3}{G\hbar}$.

> De relatie tussen energie en met kromming geconnecteerde massacreatie luidt $N_\Pi = \frac{K}{m_\Pi}$
>
> [Cf. I. Prigogine e.a., “Entre le temps et l’ Éternité”, pp. 59, 62 en 65 “une énergie plus basse en rayonnant de la matière et en se courbant.”].
>
> $N_\Pi \ll W$ is het agens (1.18.1.).

7.1.3.4.1. De getransponeerde grootten in de algemeenrelativistische veldtheorie zijn op de fysische geënt [Pace Jos Smolders & Wikipedia.]

α) De dimensie van de metrische tensor $g_{\mu\nu}$ is $L^2 = A$-oppervlakte, gedeeld door de dimensies van de μ- en ν-coördinaten. Het verband tussen $L^2 = A = \frac{1}{K}$ en graviton (λT) blijkt $\frac{L^2}{LT} = LT^{-1} = \Pi_A$-luminaliteit, zodat invers $\frac{\lambda T}{A} = i$. “Das Korrespondenzstück zum Newtonschen Gravitationspotential φ sollten die Komponenten des metrischen Fundamentaltensors $g_{\mu\nu}$ werden.” [B. Kanitscheider, o.c., pp. 145 – 146; cf. C. Rovelli, “Het mysterie van de tijd”, p. 151.]. Daar gravitatiepotentiaal $\phi = \Pi_A^2$ (3.14.3.) geldt $\Pi_A = \sqrt{\phi}$. De transitie van L^2 naar(λT) behoeft een transformatiefactor LT^{-1}. Zodoende zijn de dimensies van de μ- en ν-coördinaten L en T^{-1}. De metriek behoeft een tijdscomponent [C. Rovelli, ib., p.151.]. Het gravitatieveld draagt energie (3.14.3.2.). Tijd en energie coïncideren in $T^{-1} = N_\Pi$. Er blijkt $(\lambda T) = \frac{A}{\Pi_A} = \frac{i}{K} = Ai$ (3.14.3.3.).

β) De dimensie van de Ricci-tensor $R_{\mu\nu}$ is één gedeeld door de dimensies van de

μ- en ν-coördinaten, ergo L^{-2}. Bij K pro $R_{\mu\nu}$verschijnt $\frac{1}{L^2} = L^{-2} = K$-kromming (7.1.3.).

γ) De scalaire kromming R heeft dimensie L^{-2} . Bij K pro R verschijnt $L^{-2} = K$-kromming.

δ) De energie-impulstensor $T_{\mu\nu}$ heeft de dimensie kracht, gedeeld door de dimensies van de μ- en ν-coördinaten, ergo energie/volume, alias druk. $T^{\mu\nu}$ heeft de dimensie energie/ L^5 , vermenigvuldigd met de dimensies van de μ- en ν-coördinaten, ergo idem.
Eerstens geldt energie x impuls $N_{\Pi}H = F$-kracht (3.10.3.).
Tweedens wordt $T_{\mu\nu}$ getransponeerd als ρ_E-energiedichtheid (7.1.3.).
Derdens coïncideren ρ_E en P-druk (3.10.7., 3.14.9.3.).
Vierdens verschijnt $\{(N_{\Pi}/L^5)x\, L^2\} = N_{\Pi} / \lambda^3$, energie per volume.

7.1.3.4.2. Het A.R. ruimtetijdinterval $\lambda^3 T = \mu_0$ (7.1.3.3.) kan geherdefinieerd als (volume) $VT = \frac{A}{F} = A(\lambda T)$. Dimensionaal L^3T toont vier waarden : 3 voor de ruimte en één voor de tijd [Cf. I. Prigogine, "Het einde van de zekerheden", p.157.].

7.1.3.5. Het golfpakket is een spinnend object (3.13.1.). De maximale amplitude Π_A geldt een verschuivingswet met precessie (1.13.3.,3.3.). Spinprecessie weze een speciaalrelativistisch en 'reshaping' een quantummechanisch effect bij tunneling (1.13.3., 2.6.3., 5.2.4., IV.19.3.), de $\Pi_A = \frac{\lambda}{T}$-verplaatsing impliceert per t-overgang een discrete transformatie van het ruimtetijd-referentiestelsel. Dit refereert aan het algemeenrelativistisch Lense-Thirring-effect of "frame dragging" [e.g. Luis Miguel Ariza en William Tobin, Sci.Am. july 1998, pp. 14-16 en 48-59]. De massa-traagheid neemt toe (3.13.3.).

7.1.3.6. Een afnemende luminaliteit Π_A is compatibel met de kleine doch nonzero waarde van de (positieve) kosmologische constante (7.1.3.3.2.) [Cf. João Magueijo, Sci. Am., jan 2001, pp. 46 – 47 en in Andrew Robinson, " Einstein 100 jaar relativiteit", pp. 78 – 81] .
Laatste heeft een steeds geringer gewicht in de veldvergelijking, i.e.
$\frac{1}{K} = -/\frac{1}{4}/\frac{1}{16}/\frac{1}{256} \ldots = \frac{1}{H^2} = \lambda^2$ of als slinkende fractie van kromming $K = L^{-2}$
[Wikipedia : cosmological constant dimension L^{-2}.].
Er geldt $\frac{\Lambda(\lambda T)}{K} = \Pi_A\,(\lambda T) = \Pi_A^2 T^2 = \lambda^2 = \frac{1}{K}$, zodat $K = \frac{N_{\Pi}^2}{\Pi_A^2}$. De kleurafhankelijke Π_A -afname

doet geen afbreuk aan het fundamenteel constante Π_A = 1 in T-superpositie (cf. 3.8.) [Cf. J. Magueijo, a.c.].

7.1.3.6.1. De finiete schaal van het T-gesuperponeerde golfpakket omvat in zich expansie en contractie zonder begin of einde (3., 7.1.3.3.4., 4.3., 4.6., cf. 5.2.1.) [Cf. Erwin Schrödinger, " Was ist ein Naturgesetz?", pp. 113 – 115 en N. Herbert, o.c., p. 140 voor begrensde golfvormen]. Zij is een invariante met covariante ruimtetijdquanta (λT) en Π_A -luminaliteit (3.5.1., 7.0.2.).

Naast spingolf/ spinnetwerk kan het golfpakket geduid als zich voortdurend ontwikkelend " spinschuim – spin foam" (2.3. en infra 7.6.) : de discrete geometrische structuur, gegenereerd door het Π –principe [Cf. Jon Cartwright, New Scientist nr. 46 /2017, pp. 50 – 54]. Het metrische quantum unificeert lengte- en tijdsquantum (3.1., 3.2.2.), de constituenten λ en T van Π_A -luminaliteit. Er geldt $\frac{\Pi_A}{(\lambda T)}$ = P-vermogen.

Het eeuwig inflaterende $\Pi - \text{multiversum}$ (4.3.) coïncideert met een quantumsuperpositie van coëxisterende mogelijkheden in een probabilistische ruimtetijd [Cf. Yasunori Nomura, Sci. Am. June 2017, pp. 22 – 29].

7.1.3.7. De ruimtetijdintervallen (7.1.3.3.) in dimensieformule luiden : Minkowski of speciaalrelativistisch = Ø, i.e. dimensieloos; Friedman = L T ; algemeenrelativistisch = L^3T , i.e. de uitdrukking van de 4-dimensionale ruimtetijd zelve. Een formule MLT wordt, - in nonzero eenheden- , $m_\Pi(\lambda T)$ = 1 / 0,5 / 0,4444442 / 0,32 / 0,1975296 / 0,1107245 / 0,0587714, i.e. de ΔT_μ = $iT = \frac{1}{a}$ – waarden (6.1., 6.3.). In de vorm $\frac{(\lambda T)}{K}$ verbindt het algemeenrelativistische ruimtetijdinterval het metrische ruimtetijdquantum met ruimtetijdkromming. Dit refereert aan "significante hoeveelheid ruimtetijdkromming … de mate van kromming ongeveer de schaal heeft van één graviton of meer … Eén graviton zou de kleinste hoeveelheid kromming zijn die de quantumtheorie toestaat" [R. Penrose, o.c., pp. 359 – 360]; "quantum van gravitatie – graviton" [B. Clegg, o.c., p. 152]. Verder "Gravitational waves actually consist of quantum particles or gravitons" / " Gravitonen bilden … Gravitationswellen" [John Horgan, Sci. Am. sept. 1992, pp. 10 – 12; S. Hawking, o.c., p. 96], "das Gravitationsfeld als masseloses Spin-2-Feld gequantelt" [C. F. von Weiszäcker, o.c., p. 484] en "graviton … rustmassa en lading nul heeft en spin 2 " [Prisma van de Natuurkunde, p. 77]. Bij het quantum (λT) ontbreekt alleszins de M-component, zodat het massaloos en ipso facto ladingloos is (3.15.6. ff.).

Vierdimensionale ruimtetijd en ruimtetijdquantum verhouden zich als

$\frac{\lambda^3 T}{(\lambda T)} = \frac{1}{K}$, invers = K = L^{-2}. Hun relatie is kromming.

7.1.3.7.1. De (λT)-quanta zijn de tijdruimtelijke structuur van het golfpakket. Zij constitueren het golfpakket. Zij verbinden Π –klassen in het golfpakket tot een spinnetwerk (2.3.2.), een quantumtoestand van ruimte met bepaalde duur (3.5.3.). In de constructie van de ruimtetijd als $(\lambda T)\lambda^2 = \lambda^3 T$ (7.1.3.3.) zijn de factoren λ^2 en λ^3 als gekwadrateerde en kubieke Plancklengten (3.14.5.) discrete eenheden van een nonzero absoluut minimum oppervlakte en volume [Cf. Lee Smolin, Sci.Am. jan 2004, pp. 56 – 65]. Toevoeging van het tijdsquantum T (3.2.2.) genereert spinschuim (7.1.3.6.1.) met discrete t-evolutie (2.9.1., 3.5.3.).

7.1.3.7.1.1. Slechts één gravitatiedeeltje (λT) volstaat voor een totale beschrijving van het golfpakket :"A single particle can describe an entire gravitational wave … the behaving of just one of its countless particles. Each photon or graviton that makes up the wave, it doesn't care about the fact that there's another one. Only a single particle (of) a multitude of gravitational particles (that) make up a gravitational wave [Quanta Magazine, Charlie Wood, Google 1-4-2022].

Als de gravitatieconstante van Einstein $k = \frac{G}{c^4} = \frac{G}{\Pi_A^4} = (\lambda T)$ ruimtetijdquantum verenigt het de ART en de quantummechanica in zich (cf. 7.1.3.3.3.1., en App.X.8.). De relatie met kromming K luidt $\frac{K}{(\lambda T)} = \rho_E$ – energiedichtheid = P-druk (App. VIII.1.), ergo $K = (\lambda T)\rho_E$. In de algemeenrelativistische veldvergelijking is ρ_E gelinkt aan de term $T_{\mu\nu}$ (7.1.3., infra 7.6.8.-0.1.).

7.1.3.7.1.2. Als spatiotemporeel per definitie heeft het graviton spin 2 (cf. infra 7.1.3.7.2.) [Cf. H. Genz, o.c., pp. 316 en 328-329 : " raumzeitliche Eigenschaften betrifft … sein Spin ist zwei."]. Anderzijds kan het beschouwd als samengesteld uit 2 gluonen [Zvi Bern, "through the wormhole with Morgan Freeman, Discovery Channel 10-1-2016.] naar de λ-equidistantie tussen Π-klassen (2.7., cf. 1.7.1.) en idem de T-periode voor het golfpakket.

7.1.3.7.2. Supersymmetrie stelt in het anyonische spinveld van het golfpakket symmetrie tussen Π –klassen als spinwaarden (2.9.-1.). Het golfpakket is een quantumruimte met finiete duur T (7.1.3.7.1.). Zodanig betreffen multipele overgangen tussen spinwaarden tijdruimtelijke eigenschappen binnen het golfpakket, i.c. verplaatsing (uitbreiding van §§2.7. en 2.9.; zie noten 38 en 39 van §§ 2.9.-1.).

Het graviton (λT) stelt de ruimtetijdgeometrie van het golfpakket en omvat equidistantie $\lambda = |\Delta \Pi_x|$ (2.7.,3.14.1.) naast periode T . Het graviton is het ijkdeeltje der ART (5.5.) in het ijkveld van het golfpakket (2.7.). De transformatie van lokale spiegeling (1.4.,1.9.,2.7.2.,7.0.2.) is inherent bidirectioneel [Cf. H. Genz , o.c., p. 332 : " Vertauschungen … zweimal ausgeführt …" en Michael Duff, Nw. Sc. Dec. 2016, pp. 34 – 35 : " omzet … en weer terug".] : tussen Π –klassen , bv. $\Pi_{1,0}$ en $\Pi_{0,5}$ →→,→← zijn overlappende ⇄ overgangen vereist. Het symmetrische graviton, - ook in de vorm $g_{\mu\nu}$ (7.1.3.2. en infra 7.1.4.) - , kan bijgevolg voorgesteld als ↔ , een tweepuntige pijl, die slechts een halve draaiing van 180° benodigt tot identiteit; i.e. de definitie van een deeltje met spin 2 [S. Hawking , o.c. , pp. 91 – 92 en 203]. Dit strookt met de links- rechtssymmetrie van de ART [S. Hawking en R. Penrose, o.c., p.139]. Een zware supersymmetrische partner is overbodig (3.13.3.). Spin 2 van het graviton is onderscheiden van het eveneens bosonische spin 1 van het golfpakket (3.13.1.). Gravitons constitueren het golfpakket in de verschijningsvorm van gravitatieveld c.q. gravitatiegolf (7.1.3.7.- 1., infra 7.1.3.7.4.) [Cf. S. Hawking, o.c., p. 94].

7.1.3.7.3. Als tijdruimtelijk ijkdeeltje vereist het graviton niet-Abelse symmetrie, weshalve spin 2 [H. Genz,o.c., pp. 315 en 329 – 330 : Poincaré-symmetrie]. Het ijkveld van het golfpakket is precies niet-Abels wegens antikommuterende Π –klassen (2.7.1.). Beide proposities overlappen.

7.1.3.7.4. Het graviton (λT) is zo tijdruimtelijk ijkdeeltje van het golfpakket (7.1.3.7.2.) als metrisch ruimtetijdquantum (7.1.3.2.) en gravitatiequantum (7.1.3.7.) .

Daar het periode $T = \tau$-vervaltijd inhereert, impliceert het temporele quantumsprongen (3.5.3.), geconjugeerd met N_Π -energie (5.,5.2.), - het golfpakket unificeert in zich mechanica van extensiva en intensiva (5.), gravitatieveld (a, ϕ , G: 3.14.ff.) en elektromagnetisme (infra App. IV). Hier emergeert niet-lineariteit. Periodieke zwaartekrachtsdecoherentie, i.e. toestandsreductie van de superpositie of gravitationele collaps van het golfpakket (5.2.2., 5.2.4., infra 7.6.), instigeert een cascade van t-sprongen en golfpakketten met exponentieel stijgend N_Π - aantal Π –klassen (3.12.3. en infra 7.5.2.).

Daar het graviton aan energie koppelt (5.5.) is het zijn eigen bron [B. Kanitscheider, o.c., pp. 144 -145 en 154; H. Genz, o.c., pp. 329 – 330]. Dit is niet-lineaire zelfkoppeling of zelfwisselwerking [ib.; John Horgan, Sci. Am. sept. 1992, pp. 10 – 12: "… gravitons alter the geometry of space and time, and that alteration in turn affects the behavior of the gravitons. This self-referential, nonlinear property of gravity …"]. Ijksymmetrie in het

golfpakket geldt repeterend de fundamenteel eindige $T-\text{duur}$ van het ijkdeeltje (λT). Deze implicatie combineert de werking van de ART op het interne, schijnbaar statische niveau van het golfpakket (4.6., 7.0.2.) met de inherent dynamische $\Pi-\text{evolutie}$ (7.1.). Geijkte supersymmetrie impliceert gravitatie [H. Genz, o.c., p. 333: " … enthält die geeichte Supersymmetrie … die allgemeine Relativitätstheorie."; Michael J. Duff, Sci.Am. feb. 1998, pp. 54 – 59 : " Supersymmetry implies gravity ".]. Conceptueel zijn ijksymmetrie en potentiaal convertibel (infra 7.1.4.) [H. Genz, o.c., p. 327: "die Eichsymmetrie der durch Potentiale ausgedrückten Gleichungen… "].

7.1.4. In de algemeenrelativistische veldvergelijking karakteriseren de functies $g_{\mu\nu}$ de tijdruimte-geometrie [NOOT 11E]. De waarden der indices vormen de vectorpotentiaal. De symmetrische metriek $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$ beperkt de functies van 16 tot 10. Analoog in het Π-systeem zijn de w-sequensen de ruimtelijke configuraties per t-trap: de vectorpotentiaal. Het Π-principe met invariantie tegenover translaties en de symmetrische functie $\Pi_{\mu\nu}=\Pi_{\nu\mu}$ (1.3.,1.8.) perkt het aantal mogelijkheden in van W- naar N_Π-aantal (1.7.). Er verschijnt de Π-klasse met een deelverzameling der w-sequensen als vectorpotentiaal, i.c. haar spininstellingen binnen het spinbedrag (1.9.). Het Π-golfpakket als geheel omvat de Π-klassen als zijn vectorpotentiaal (cf. 5.1. en noot1). De vectorpotentialen genereren door ononderscheidbaarheid ijkinvariantie (1.7.1.,2.7.) [NOOT 11F].

7.1.5. Er geldt repulsie over attractie (cf. 7.1.2.) $\frac{F_{\text{kosm}}}{K} = E = \Pi_A$, invers $\frac{K}{F_{\text{kosm}}} = i$; luminaliteit of elektrische veldsterkte versus breking. Massa-energie × ruimtetijdquantum levert $m_\Pi N_\Pi . \lambda T = i$; $\Lambda = K\lambda m_\Pi \Pi_A^2 = K\lambda N_\Pi = K\Pi_A = 1/(\lambda T) = HN_\Pi$.

7.2. De snelheid van het golfpakket Π_A kon analoog geïnterpreteerd met de fysische luminaliteit c (7.0.1.). Hoewel constant in de SRT, is de lichtsnelheid in een gravitatieveld afhankelijk van de gravitatiepotentiaal ϕ. Zij neemt toe bij stijgende potentiaal ; veld en potentiaal zijn tegengesteld gedefinieerd. Dit conformeert met het dalende Π_A in de richting van t_Ω, waar het veld het sterkst is. Variabele luminaliteit is een tweede algemeen relativistisch effect. [NOOT 12].

7.3. Oorzaak van de variabele luminaliteit is het gedrag van de tijd. De tijd gaat sneller in een veld met hogere gravitatiepotentiaal. In de formule $\Pi_A = \frac{\lambda}{T}$ neemt

$\lambda = \frac{1}{H}(=1; \frac{1}{2}; \frac{1}{4}; \frac{1}{8}; \frac{1}{16}; \frac{1}{32}; \frac{1}{64})$ sneller af dan $T = \frac{1}{N_{\Pi}}(=1; \frac{1}{2}; \frac{1}{3}; \frac{1}{5}; \frac{1}{9}; \frac{1}{17}; \frac{1}{33})$.

De T-periode wordt het dubbele van de λ-lengtemaat.Dit bewerkt, 1° dat de luminaliteit Π_A daalt, 2° dat de tijd(speriode) relatief uitrekt (of onbepaalder wordt, 5.) t.o.v. de ruimtelijke lengte. Naast gravitationele kleurverschuiving en dalende luminaliteit is tijdsvertraging een derde algemeen relativistisch effect. Ze hangen samen in de Π_A-formulering. In het temporele Π-gravitatieveld vertraagt de tijd T relatief naar t_Ω toe bij blauwverschuiving. Naar t_0 toe versnelt de tijd bij roodverschuiving. Frequentieverlies is equivalent met tijdsversnelling, frequentiewinst met tijdsvertraging [NOOT 13].

7.4. Het gedrag van de Π_A-snelheid/luminaliteit :

- hoog bij lange golflengte λ met kleine brekingsindex i, bij zwakke gravitatieveldsterkte a(-versnelling), hoge gravitatiepotentiaal ϕ en gravitatiefactor G (3.14.2.-4.);
- laag bij korte golflengte λ met hoge brekingsindex i, bij sterk gravitatieveld a, lage gravitatiepotentiaal ϕ en gravitatiefactor G.

Dit gedrag met contrasterende Π_A- en a-evolutie blijkt in zich consistent. Het conformeert met de ART: de luminaliteit in een gravitatieveld is afhankelijk van de gravitatiepotentiaal ϕ [NOOT 14]. Idem de algemeenrelativistische tijdsvertraging ϑ . Intrinsieke kromming bij λ-afname , versnelling en tijdsvertraging zijn samenhangende AR-effecten.

7.5. Als maat der tijdsvertraging geldt complementair $\vartheta = 1 - T =$ 0 / 0,5 / 0,6666667 / 0,80 / 0,8888889 / 0, 9411765 / 0,969697 / 0,984615 / 0,9922481 / 0,996109 / 0,9980507 .

7.5.0.1. Accelererende systemen genereren tijdsvertraging. Tijdsvertraging ϑ kan verbonden met versnelling of gravitationele veldsterkte a mits een transformatiefactor.

Er verschijnen $t_0 = \frac{0\Pi_A}{a} =$ / ; $t_1 = \frac{1\Pi_A}{a} =$ 0,5 ; $t_2 = \frac{2\Pi_A}{a} =$ 0, 6666667 ; $t_3 = \frac{4\Pi_A}{a} =$ 0,80 ; $t_4 = \frac{8\Pi_A}{a} =$ 0,8888889 ; $t_5 = \frac{16\Pi_A}{a} =$ 0, 9411765 ; $t_6 = \frac{32\Pi_A}{a} =$ 0,969697 .

De coëfficiënt van Π_A geldt steeds $N_\Pi - 1 = \frac{H}{2}$ (cf. 7.6.11.3.δ.).

Er kan geschreven $(N_\Pi - 1)\,\Pi_A = \Pi_A N_\Pi - \Pi_A$, wat leidt tot $\vartheta = \frac{\Pi_A N_\Pi - \Pi_A}{a} = \frac{a - \Pi_A}{a}$ (cf.3.10.1.).

7.5.1. Algemeenrelativisitische tijdsvertraging kan rechtstreeks op frequentie- en periodedifferenties tussen affiene t-trappen verrekend :

$$\vartheta_x = \left(N_{\Pi(x+1)} - N_{\Pi(x)}\right).T_x = \left(T_x - T_{(x+1)}\right).N_{\Pi(x+1)}$$

$$= (T_x - T_{x+1}).\frac{1}{T_{x+1}} = \frac{T_x}{T_{x+1}} - \frac{T_{x+1}}{T_{x+1}}$$

$$= \frac{T_x}{T_{x+1}} - 1 = \frac{N_{\Pi(x+1)}}{N_{\Pi(x)}} - 1$$

= 0 / 0,5 / 0,6666667 / 0,80 / 0,8888889 / 0,9411765 / 0,969697 /

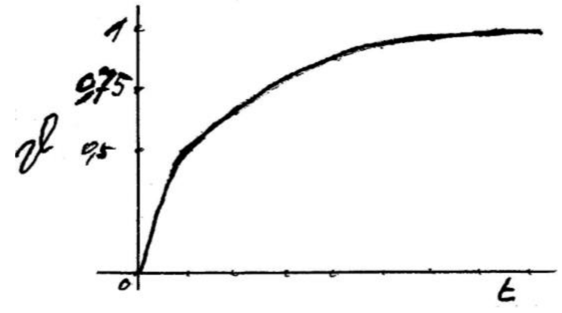
0,9846154 / 0,9922481 (cf. 7.5.).

Bij de transities geldt equivalent :

$$\frac{m_{\Pi(x)}}{\vartheta_x} = 2H_x \text{ , zodat } m_\Pi = 2H\vartheta \text{ en } \vartheta = \frac{m_\Pi}{2H} = \frac{m_\Pi}{2m_\Pi\,\Pi_A} = \frac{1}{2\Pi_A} = \frac{i}{2} = \frac{1}{2}K(\lambda T),$$

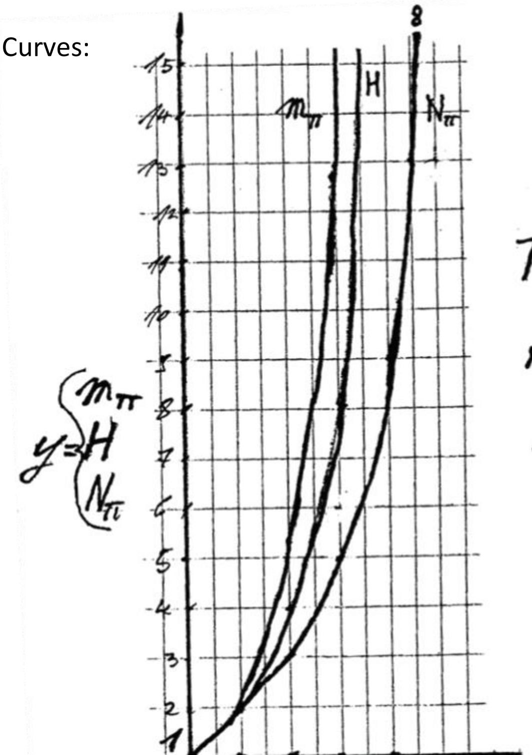
de tweede $G_{\mu\nu}$-term pro $\frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}$.

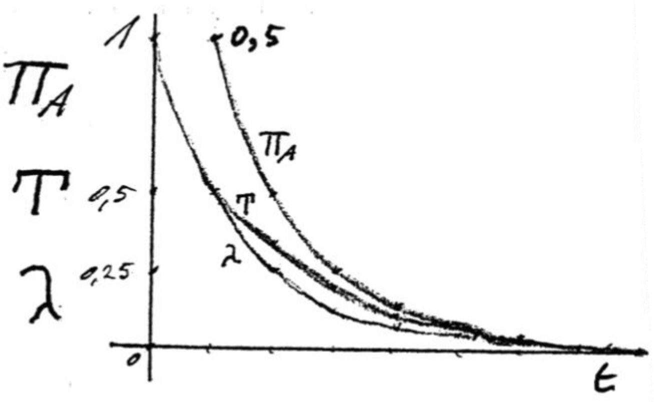
Curve :



7.5.2. De Π-evolutie toont exponentiële toename van intensiva (H, N_Π, m_Π) en dito afname van extensiva (λ, T, Π_A).

Curves:





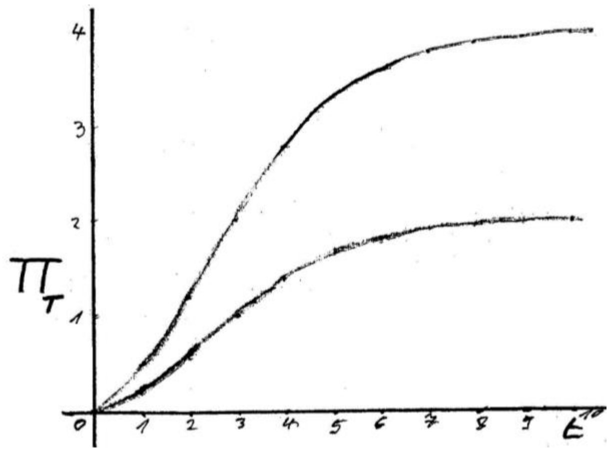
7.5.3. Een evolutionaire formulering kan opgesteld als $\Pi_T = m_\Pi[\vartheta(1-\vartheta)] = m_\Pi(\vartheta - \vartheta^2)$.

In opbouw vergelijkbaar met de Verhulst-vergelijking

$x_{n+1} = ax_n(1-x_n) = a(x_n - x_n^2)$ [NOOT 15]. Met $(1-\vartheta)$ als afremmingsfactor en m_Π als groeiparameter.

Waarden : 0 / 0,5 / 1,1851851 / 2,048 / 2,8093269 / 3,3348247 / 3,6472645 / 3,818203 / 3,9076722 / 3,9534789 / 3,9805002.

Curve :



7.5.4. De eerste fase $t_0 - t_2$ biedt exponentiële groei, vergelijkbaar met kosmische inflatie. De tweede fase toenemende afremming met asymptotische afvlakking. Voor enige beginsingulariteit geldt de vierde onbepaaldheidsrelatie. Parallellen met kosmologische heelalmodellen kunnen getrokken [NOOT 16].

7.5.5. Uit de complementariteit $\vartheta = 1 - T$ kan de formule herschreven als

$\Pi_T = m_\Pi\vartheta - m_\Pi\vartheta^2 = m_\Pi T - m_\Pi T^2$.

Verder $\Pi_T = \frac{m_\Pi}{N_\Pi} - \frac{m_\Pi}{N_\Pi^2} = \frac{m_\Pi}{m_\Pi\Pi_A^2} - \frac{m_\Pi}{m_\Pi^2\Pi_A^4}$ $\left(\text{cf. 6.2.: } m_\Pi^2\Pi_A^4 = \frac{H}{iT}\right) = \frac{1}{\Pi_A^2} - \frac{1}{m_\Pi\Pi_A^4}$.

Tenslotte heerst tussen $\mathcal{T}_2$ en $\mathcal{T}_1$ (6.7.) de relatie $\frac{\mathcal{T}_2}{\mathcal{T}_1} = 0{,}185185 = \Pi_{T,2}$.

7.5.6. Tijdsvertraging ϑ, versnelling of gravitatieveldsterkte a en interne tijdsdifferentie $\Delta T_\mu = iT$ (6.1.,6.6.) zijn onderling verbonden (cf. 7.4.) . Er geldt $\frac{\vartheta}{a}$ = 0 / 0,025 / 0,2962963 / 0,256 / 0,175583 / 0, 1042133 / 0,0569886 / 0,0298298 / 0,0152644 / 0,0077217 / 0,0038835 .

Bij hogere t-trappen convergeert dit quotiënt naar de ΔT_μ-waarden, i.e. een omgekeerde

versnelling (6.3.). Insgelijks verschijnt $\frac{\vartheta}{a} = \frac{\mathcal{T}}{2}$ waarbij $\mathcal{T} = i\Delta T_{\mu} = i^2T$. Het $\mathcal{T}$-theoreem omvat een tijdreeks, i.c. de gebeurtenis en nagloed van de fasetransitie $t_1 - t_2$, waar naast ruimtetijdontkoppeling de symmetriebreuk van uniprobabiliteit (t_0) en equiprobabiliteit (t_1)naar volvoerde inequiprobabiliteit tussen Π-klassen plaatsvindt. Tenslotte convergeren tijdsvertraging ϑ en interne tijdsentropie S_T qua waarden en curve (6.5.,7.5.-1.).

7.5.6.1. Bij de herformuleringen (7.5.5.) blijken de rechtertermen gelijk aan elkaar en aan $\mathcal{T}$:

$$\frac{m_\Pi}{N_\Pi^2} = m_\Pi T^2 = \frac{m_\Pi}{m_\Pi^2 \Pi_A^4 =} = \frac{1}{m_\Pi \Pi_A^4} = \mathcal{T}\ .$$

Zo verschijnen $\Pi_T = m_\Pi T - \mathcal{T} = \frac{m_\Pi}{N_\Pi} - \mathcal{T} = \frac{m_\Pi}{m_\Pi \Pi_A^2} - \mathcal{T} = \frac{1}{\Pi_A^2} - \mathcal{T} = \frac{1}{\phi} - \mathcal{T}$.

Ultiem kunnen Π_T en $\mathcal{T}$ tot elkaar herleid als $\Pi_T = -/\ \mathcal{T}\ /2\mathcal{T}\ /\ 4\mathcal{T}/8\mathcal{T}/\ \ldots$.

De multiplicator is $\frac{H}{2} = N_\Pi - 1$ (cf. 7.6.11.3.δ). Uit $\Pi_T = \frac{H}{2}\mathcal{T}$ volgt $\Pi_T = \frac{H\lambda^3}{2G}$ (6.10.2.2.).

7.5.6.2. In de interactie van multiplicator en $\mathcal{T}$ blaast de exponentiële $\frac{H}{2}$-curve (App. I.1., 7.5.2.) de $\mathcal{T}$-waarden inflatoir op. De afname van laatsten remt vervolgens de inflatie asymptotisch af. De Verhulstcurve Π_T met asymptoot is essentieel een interplay tussen een exponentiële curve en een Planck-kromme (6.10.3.). $\mathcal{T}$ reduceert, zoals intensiteit tot capaciteit (6.10.2.4.).

7.6. Het finiete karakter van de λ- en T- quanta (3.5.2.,3.12.1.) verhindert totale compressie in de Π-evolutie (4.3.). De, - asymptotisch onbereikbare (5.2.1.) - , attractortoestand t_Ω opereert als een aantrekkende kracht, die evolutionair afneemt en finaal overgaat in afstoting. Ultiem stuit de gravitator continuerende contractie en vermijdt totale collaps [NOOT 17]. Er rest hoogenergetische straling bij extreem lage intensiteit en amplitude [NOOT 18]. De quantumtheorie komt in het spel [NOOT 19]. De kleine ruimtelijke en temporele schaal genereert quantumeffecten als grote energie- en krommingsonbepaaldheid (5.2.,5.5.1.-2.). Er rijst “spacetime foam/quantum foam” [NOOT 20].

7.6.1. Bij het hoog energieniveau der reststraling is de golfsnelheid Π_A laag. De waarschijnlijkheid $\sum_n p(\Pi)_n = 1$ (1.12.1.) verdunt zich over meer Π-klassen. Dit refereert aan “energieniveau hoger… ‘aangeslagen’ toestanden … pulsatie vertraagt … bewegingsenergie neemt af … elektron ‘verdunt’ zich … totale energie neemt toe” [NOOT 21]. Het is een diffusieproces

[NOOT 22].

7.6.2. De T-superpositie werkt vergrotend en verkleinend. Gladheid komt overeen met grote λ-afstand, korte afstand met kromming. Geen schaal is bevoorrecht [NOOT 23]. Er rijst geen vlakheidsprobleem. Het vlakke Π-veld gelijkt lege ruimte. Sterk gekromd gelijkt het materie [NOOT 24].

7.6.3. De algemene invariantie van het Π-systeem berust op lokale ijkinvariantie, gestructureerd in drie ijkveldsystemen [Cf. G. 't Hooft, o.c., pp. 151 en 187.]. De w-sequensen in de Π-klasse, de Π-klassen in het golfpakket, de golfpakketten in de T-superpositie (1.7.1., 2.7., 4., 4.6.). De drie bijhorende ijkconstanten zijn de observabelen Π-spinklassebedrag (1.7.1.), resp. spindifferentie $\Delta\Pi_x$ (3.14.1.) en T-inbedbaarheid (4.1.). Zij fungeren als stabiele absoluta (1.5., 1.8., 1.14.1., 3.14.1., 4.6.) [Noot 25.] die de Π-schaal, ipso facto het golfpakket construeren. De Π-schaal is fundamenteel als constraint bij quantum-confinement (1.4., 3., 2.7., 3.12.3. – 4.1., 4.8.3., infra 7.6.5.1.) [Cf. Bahram Jalali, Sci. Am. feb. '07, pp. 46 – 53 : "quantum confinement, which occurs when electron movement is constrained in one or more directions."]. Zij is exact gedefinieerd, zonder willekeurige tussenfasen; zij legt stringente beperkingen op [A. Einstein, o.c., pp. 66 – 67.]. De drie ijkvelden betreffen superposities, invariant tegenover het specifieke geval (infra 7.7.). IJkinvariantie reflecteert de coördinateninvariantie en hoge symmetrie der ART [B. Kanitscheider, o.c., p. 152; G. 't Hooft, o.c., pp. 83 en 88; H. Genz, o.c., pp. 145 – 146; Noot 26.]. Conform laatste is het T-invariante Π-quantumveld een niet-star referentielichaam of vervormbaar referentieplasma met gelijkberechtigde t-tijdstrappen (3.5.1., 3.15.4.1.) [A. Einstein, o.c., pp. 66 – 67.]. Het is algemeen covariant (App. VII) [B. Kanitscheider, o.c., pp. 47 en 151 – 152; Walter Isaacsson, " Einstein, his Life and Universe", 2007, serie Genius, pp. 195, 198 – 202, 212 – 214, 218 – 224.]. Uit quantum-onbepaaldheid is het niet –statisch (5.4., 4.3.), doch inherent dynamisch met voortdurende vacuüm-fluctuaties (infra 7.6.5.1., cf. 1.6. en 2.12.). Het is een oneindige, doch immer discrete, want gequantiseerde mogelijkheidscataloog. Er is geen ruimtetijd-continuüm (3.5.2.) [Cf. G. 't Hooft, o.c., p. 199.].

7.6.3.1. Superpositie van ruimte en tijd is de grondslag der onbepaalheidsrelaties (5.) [Carlo Rovelli, "Het mysterie van de tijd", pp. 65 – 68.]. De ruimtetijd fluctueert en kan zich in een superpositie van verschillende ruimtetijden bevinden. Met onscherpte als gevolg, incluis het onderscheid tussen heden, verleden en toekomst (cf. infra 7.6.7.5.6. en 7.6.12.11.) [Ib.]. Positie en tijdsbepaling breken de superpositioneel hoge symmetrie (infra 7.8.) [Cf. H. Genz,

o.c., pp. 145 – 146.].

7.6.3.2. De Einstein-Cartantheorie [Wikipedia 29-7-2022] met torsie naast kromming biedt gelijkenissen met de Π-informatietheorie.

- De Π-symmetrie (1.5.) houdt lokale ijksymmetrieën in. (1.7.1.-2., 2.7.1.-2., 4.2.2.1, 7.6.3.).
- Torsie pro kromming kan rechtstreeks verbonden met spin als intrinsieke hoekmomenten (3.14.3.3.1.-2.).
- Het spingetal is een behouden grootte (1.14.).
- Spin als tensor (1.12.8.).
- Collaps tot singulariteiten wordt asymptotisch vermeden (3.5.3., 3.12.1., 5.2.1., 7.6.).
  Een UV- katastrofe wordt afgewend door het Planckse stralingsformalisme (6.8.ff.).
- De periodieke transities van golfpakketten in de t-evolutie (7.6.7.5.5.) kunnen omschreven als Einstein-Rosenbruggen alias wormgaten.
- Torsie vat de onderscheiden ruimtelijke en temporele distorsies (7.3) [Cf. Space. com, Robert Lea, 4-7-2023.] als $\frac{T}{\lambda} = i = K(\lambda T) = 2\vartheta$.

7.6.4. Solitonen en monopolen zijn vacuümdefecten (2.11.3.). Idem instantonen [H. Genz, o.c., p. 416, G. 't Hooft, o.c., pp. 162 – 164 en in Leo Apostel in F. Verbeure & L. Apostel, red., “Wetenschap en Filosofie, Verwijdering of Ontmoeting”, uitg. Pelckmans, Kapellen 1994, p. 156; S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 149; H. Pagels, “Perfect Symmetry”, p. 293.]. Een instanton is een ijkveldconfiguratie in de vierdimensionale ruimtetijd. Een spontane hoogenergetische gebeurtenis, die (hokjes)overgangen bewerkstelligt en materie creëert. Het conformeert dusdanig aan een discontinue t-quantumsprong of spatiotemporele overgang tussen Π-golfpakketten.
Hierbij worden Π-klassen annex massa m_Π gecreëerd. De energie uit de vierde onbepaaldheidsrelatie doortunnelt de potentiaalbarrière (5.2., 5.2.4.). Het instanton als quasideeltje vindt zijn metrische uitdrukking in het graviton (λT) . Als proces in de periodieke collaps van golffuncties bij zwaartekrachtsdecoherentie (5.2.2.) . [Cf. AA, New Scientist dec. 2017, p. 15 over Antoine Tilloy.].

7.6.4.0.1. De t-quantumsprong impliceert creatie van interpolerende Π-klassen, ipso facto het Omklappen van spininstellingen o.v.v. emergerende w-sequensen. Deze spintransities, zowel van bedrag als richting, tenderen bij Π_A – precessie naar de maximale contrapositie bij $\Pi_{0,5}$ (1.9.1, 1.11.). Idem de Π_μ-waarde van het omvattende golfpakket bij t_Ω–attractie (1.20.ff., 7.1.). Deze evolutie coïncideert met toenemende N_Π-energie. Ergo conformeert hogere energie aan spininversie [Cf. m.m. E. van den Heuvel, o.c., p.57.].

7.6.4.1. Een instanton is slechts instantaan aanwezig, om onmiddellijk weer te verdwijnen. Deze eigenschap verschijnt in de dissolutie van de linkerterm van de algemeenrelativistische veldvergelijking (7.1.3.2.). Op de K-term volgen twee composita met het graviton (λT) als factor. Vervolgens de periode T,de temporele component van het graviton. Spontaan heffen de drie laatste leden elkaar successievelijk op.

Anderzijds blijkt numeriek $[-\frac{1}{2}K(\lambda T) + \Lambda(\lambda T)]$ = T, zodat kan geschreven (T- T)= 0 . De periode Tverschijnt en annihileert zichzelf instantaan. Dit proces verschaft de ruimtetijd zijn kromming conform de massa-energie. Deze reductie is equivalent met K - ϑ + ϑ = K .

7.6.4.2. Alternerend geldt de linkerterm ongereduceerd, zodat de gelijkheid een ongelijkheid > wordt. Het T-exces neemt evolutionair relatief af, zodat de gelijkheid asymptotisch benaderd wordt. Kosmologisch is het informatieheelal dan "nagenoeg vlak" [Cf. E. van den Heuvel, o.c., p. 196.]. Evenwel stijgt de scalaire kromming K. Deze is intrinsiek.

7.6.4.3. In de algemeenrelativistische veldvergelijking staat zwaartekracht links en massa-energie rechts (7.1.3., citaat) . Deze kunnen gesteld als negatieve gravitatie- of potentiële energie, resp. positieve massa-energie $m_\Pi N_\Pi$ [Niek de Kort en H. van der Laan, o.c., pp. 389-496. : "De gravitatie-energie van het heelal kunnen we ook 'potentiële energie' noemen en deze is per definitie negatief".]. Vervolgens kan de ongelijkheid $G_{\mu\nu} \neq m_\Pi N_\Pi$ behouden, ergo zonder kosmologische term $\Lambda(\lambda T)$ (7.1.3.2.2., 7.1.3.3.3., 7.6.4.2.). Dan geldt $E_{neg} < E_{pos}$.

7.6.4.3.1. Er rijst een negatief gekromd of hyperbolisch informatieheelal. Er verschijnen de differenties $G_{\mu\nu} - m_\Pi N_{\Pi =}$ / / -0,5 / -0,6666667 / -0,80 / -0,8888889 … (7.1.3.3.3.). Deze zijn exact de waarden van de tijdsvertraging ϑ (7.5.ff.). De vetragingsparameter $q < 1/2$ bevestigt de negatieve kromming [Ib.]. Een krommingsparameter $\kappa < 0$ kan geformuleerd [Ib.], tentatief - ϑ of -2ϑ , bij $2\vartheta =$ i-breking.

7.6.4.4. De vertragingsparameter q = -1 (7.1.1.0.3.) is een kenmerk van een Steady State heelalmodel [Ib.]. Zo rijst een paradox. Het informatieheelal is enerzijds negatief gekromd, anderzijds Steady State. Bij laatste passen-de materiedichtheid $\rho = \rho_{krit}$ en Ω = 1 (7.6.6.4.). Tevens potentiële energie $U(r) = -N_\Pi$ (7.6.9.1., 7.6.12.8.ϑ en κ). Bijkomend is er geen begin en einde gedefinieerd (5.2.1.). Er heerst kritische vlakheid [Noot "7.6.6.3., l.5.".].

7.6.4.4.1. Er gelden mechanische energie $W = N_{\Pi}$ en rotatie-energie = N_{Π} (App. X. 1. en 3.).

Naar fysisch $E = mc^2$ verschijnt $N_{\Pi} = m_{\Pi}\Pi_A^2$. Snelheid Π_A houdt dus steeds de (veranderlijke) luminaliteit in (3.6.-1.). Zo [Edward van den Heuvel, o.c., p. 235.]

$E = mR^2(t)\ (^1/_2\ H_0^2(t) - (^4/_3)\pi G\rho(t))$ wordt (cf. 3.14.9. γ en 7.1.3.3.1.) :

$(m_{\Pi}\lambda^2 . N_{\Pi}^2) - \sqrt{G\varrho} = 0$. Ergo vlakheid. Steeds geldt de energetische behoudswet $N_{\Pi}T = 1$ (3.9.1.).

7.6.4.4.2. Naar energieën en massadichtheid is het informatieheelal vlak (cf 3.14.3.3.1. : bosonisch i =1) of kritisch. Het energetisch evenwicht toont de periodieke stabiliteit van het golfpakket per t-trap als "punctuated equilibrium".

7.6.4.5. Er dient onderscheid gemaakt tussen een statische t-trap (4.6.) en de dynamische Π-evolutie. Een statisch golfpakket blijft slechts een periode T stabiel. Per geïsoleerd referentiekader is gravitatie inobservabel [B. Kanitscheider, o.c., p. 139 over zinloze "absolute Beschleunigung"; H. Genz, o.c., pp. 146-147 : "Unbeobachtbarkeit einer konstanten Schwerkraft. Beobachtbar sind Variationen der Schwerkraft."].

7.6.4.6. Genormeerde quantumsprongen uit het vauum (2.9.1.) stuwen de t-evolutie met inachtname der behoudswetten $H\lambda = N_{\Pi}T = L = h = 1$ (3.9.1.3., 3.11.2.). De scalaire kromming L^{-2} neemt discreet, sprongsgewijs toe. Er is geen constante, - zoals bij Steady State -, doch een periodische creatie van massa-energie. Het Π-systeem is stabiel en altijd veranderend. Uit de restrictie der Π-schaal (7.1.1.0.2.) volgt een accelererende indijing. Er is gelijkenis met een tijdskristal (7.6.7.3.3.ff.).

7.6.4.6.1. Het cyclische gedrag kan vergeleken met zwart gat-wit gat overgang (7.6.7.5.5.). Verder met I. Prigogines "L' Éternité d' une succession d' instabilités" en "mini-trous noirs" [Ilya Prigogine e.a., "Entre le temps et l'Éternité", pp. 167-169 en 206-211.]. Ten slotte met R. Penrose's "Conformal cyclic cosmology, CCC" [Ans Hekkenberg, New Scientist, april 2019, pp. 66-71.].

7.6.4.7. CCC omvat een oneindige serie successieve eonen [Ib. ; Google-Wikipedia 20 en 21-8-2022.]. Beginnend met een oerknal en gestage groei, eindigen ze in een leegte met verdampende supermassieve zwarte gaten. Uit deze instabiliteit vindt een nieuwe oerknal plaats. Er geschiedt schaalverandering, i.c. een conformele herschaling (cf. 1.14.3.4.). Bosonen gehoorzamen de wetten van de conformeel invariante quantumtheorie. De grens tussen eonen beantwoordt aan de Weyl-krommingshypothese met een verleden lage

entropie [R. Penrose, o.c., pp. 337- en 340-342.]. Er is geen nood aan een donkere energie-materieveld. Gravitatiestraling immers staat voor de kosmische acceleratie. Er zijn sporen van een vorig eon in de achtergrondstraling.

7.6.4.7.1. Overeenkomsten met het informatieheelal zijn legio. Quantumsprongen of t-transities vormen een oneindige cyclus van golfpakketten. De afdrukken van vorige t-trappen blijven aanwezig in de T-superpositie (7.6.8.2.1.).

Cf. Gravitationeel supertranslatiesymmetrieën, zwaartekrachtgeheugen en zachte massaloze deeltjes [Abigail Beall, Nw. Sci. februari 2024, pp. 64-69]. Genoemde bosonen zijn de golfpakketten zelf (3.13.1., 4.1.). De Π_μ-entropie (1.20.3.) en scalaire kromming K zijn aanvankelijk de laagst mogelijke. Toenemende energie en versnelling a volgen uit tunneling per $N_\Pi T$-onbepaaldheidsrelatie (5.2.4.).

7.6.4.7.2. Sabine Hossenfelder (Evolution News, Google 25-8-2022.] werpt op : “ If the previous eon leaves information imprinted in the next one, then it isn’t obvious that the cycle repeats in the same way. Instead , I would think they will generally end up with larger and larger fluctuations to the next eon because that’s a positive feedback.” Deze correctie komt overeen met de evolutie van het informatieheelal. Grotere , -genormaliseerde (2.9.1., 7.6.4.6.) - , fluctuaties leiden tot immer stijgende energie, massa en impuls (7.5.2). Er is evolutie tussen de t-trappen op de Π-schaal, doch met behoudswetten (3.9.1., 3.11.2., 7.6.4.6.).

7.6.4.8. CCC omvat een conformele factor Ω_c en conformele tijd t_c of ŋ. Tevens conformele intervallen en ditto veld [Ib.; I. Prigogine, “Het einde van de zekerheden”, pp. 159-160.]. De behouden lichtkegel kan m.m. vergeleken met de Π_A-snelheidslimiet per t-trap. Door inbedbaarheid (4.1.) ontstaat een algemeen Π-veld of referentiekader (7.6.3.).

7.6.4.8.1. De conforme factor Ω_c beschrijft de relatie tussen materiedichtheid en kritische dichtheid (7.6.4.4., 7.6.6.4.). Hij kan ook gedefinieerd als de verhouding van gravitationele energie tot expansie-energie. Deze is evenredig met de materiedichtheid en “if Ω equals one, its value never changes” [Martin A. Bucher & David N. Spergel, Sci. Am., jan. 1999, pp. 42-44.]. Dit refereert aan de situatie van gravitatie-energie $G_{\mu\nu}$ en positieve massa-energie $m_\Pi N_\Pi$ (7.6.4.3.-1.). Ergo geldt $\Omega_c = \frac{G_{\mu\nu}}{m_\Pi N_\Pi}$ = 0,5 / 0,875 / 0,958333 / 0,9875 / 0,9965278 / 0,9990809 / 0,9997633 . De nadering tot ρ_{krit} met $\Omega = 1$ gaat gepaard met een blijvende restkromming. Alternerend $\frac{(\lambda T)}{1/(G_{\mu\nu}\Pi_A)} = \Omega_c$ rechtstreeks betrokken op het

graviton.

7.6.4.8.2. Het complement van de conforme factor luidt : 0,5 / 0,125 / 0,041667 / 0,0125 / 0,0034722 / 0,0009191 / 0,0018382 ; i.e. exact $\frac{1}{2}(\lambda T)$ of graviton : 2 (5.5., 7.1.2., 7.1.3.7.). Deze term verschijnt tevens in de algemeenrelativistische veldvergelijking en het Friedmann-ruimtetijdinterval (7.1.3., 7.1.3.3.). De conforme factor Ω_c is verbonden met het ruimtetijdquantum of graviton, ergo zwaartekracht.

Er kan geschreven : $\Omega_c = 1 - \frac{1}{2}(\lambda T)$. Verder $\frac{\vartheta}{\frac{1}{2}(\lambda T)} = K$ of $\frac{K(\lambda T)}{2} = \vartheta$ bij $\vartheta = \frac{i}{2}$ (7.1.3.2.).

Tenslotte $\vartheta = K(1 - \Omega_c)$ bij $K(\lambda T) = i$. Het graviton is een finiet quantum.

Ω_c heeft 1 als asymptoot.

7.6.4.8.3. Kort : $G_{\mu\nu} - m_\Pi N_\Pi = -\vartheta$; $\frac{G_{\mu\nu}}{m_\Pi N_\Pi} = \Omega_c = 1 - \frac{1}{2}(\lambda T)$

7.6.4.8.4. Conforme tijd $t_c = d\eta = \frac{dt}{a(t)}$ (7.6.4.8.) met a als schaalfactor leidt getransponeerd m.m. tot $\frac{T}{\lambda}$ = i-breking. De brekingsindex i (= $\frac{K}{F} = \frac{N_\Pi}{a}$, 1.15.-1., 3.10.8.) geeft de maat der fragmentering of gebrokenheid van een t-trap of golfpakket aan. Kan gebruikt als een vorm van een inwendige of topologische tijd (4.4.).

7.6.4.8.5. De brekingsindex i is dimensionaal TL^{-1}. Als omgekeerde snelheid en ditto luminaliteit $\frac{1}{\Pi_A}$ is hij nauw verbonden met temporolia. Zo ter bepaling der gemiddelde tijdswaarde T_μ (6.1.-3.). Het product iT , - dimensionaal $L^{-1}T^2$ - , is een omgekeerde versnelling.

Verder verschijnt $\vartheta = \frac{i}{2}$ bij $\vartheta = 1 - T$, het complement der periode. Ergo $1 - T = \frac{i}{2}$.

Uiteindelijk $i = 2 - 2T$. Anderzijds verbindt de formule $i = \frac{(\lambda T)}{\lambda^2}$, graviton ÷ oppervlakte, i met gravitationalia ; idem $i = K(\lambda T)$.

7.6.4.8.6. “The conformal time is equal to the distance of the particle’s horizon divided by the speed of light.” “The horizon is the distance travelled by a photon in the whole lifetime of the universe.” “Conformal time is basically the comoving distance devided by the speed of light” [Google-Wikipedia, 26-9-2022.] De “afstand” kan beschouwd parallel met deze in het Friedmann-ruimtetijdinterval (7.1.3.3.-01). Zo verschijnt $\frac{T}{\Pi_A} = \Delta T_\mu = iT = \frac{T^2}{\lambda}$, dimensionaal T^2L^{-1}, de differentie van de gemiddelde tijdswaarden in de gewogen T-superpositie (6., 6.1.-3.). Kruisgewijs verschijnt $\frac{T}{\Delta T_\mu} = \Pi_A$, invers i, als verhouding tussen tijdsperiode T en tentatieve conformele tijd. Vervolgens $i\Delta T_\mu = i^2 T$ als de $\mathcal{T}$-functie (6.7.).

7.6.4.8.7. Consequent kan de T_μ-formule herschreven als

$$1+\sum_n(\Delta T_\mu)_n = 1+\sum_n(iT)_n = 1+\sum_n\left(\frac{T}{\Pi_A}\right)_n$$

7.6.4.9. Conformele herschaling is een "remise a l' échelle conforme, une transformation géometrique qui modifie en fait la taille d'un objet mais laisse sa forme inchangée. … Deux états pouvaient être reliés par une telle remise à l' échelle, de sorte qu' ils correspondent en ce qui concerne les formes de leurs espace-temps mais pas en ce qui concerne leurs tailles" [Fleur Brosseau, Pierre Steiner & Jonathan Paiano,"Espace & Astrophysique", maart 2022, pp. 6-14.]. CCC kan weerom toegepast op het informatiemodel. De corresponderende toestanden zijn zwart gat en wit gat (7.6.4.6.1.), compressie en expansie. De ruimtetijd is de Π-schaal zelve, in welke bij T-superpositie alle t-trappen passen, i.c. corresponderen. Π-schaal bij T-superpositie constitueert de "conformal map" (cf. fig. 5.2.0.2.2.). Deze spatialisering van de tijd (4.2.) congrueert met "Ce n' est pas seulement la taille qui cesse d' être pertinente dans ces cas extrêmes : le temps l' est aussi." Eén ruimtetijd- en zwaartekrachtdeeltje volstaat ter beschrijving (7.1.3.7.1.1.) : het (λT)-graviton met zijn ladingen (5.5.). Een zwart gat is een BEC van gravitonen [I. Fadelli, Phys. org, 12-9-2022.] (cf. 7.6.6.3.1.).

7.6.4.10. Het probleem van toenemende scalaire kromming K versus vlakheid (7.6.4.2., 7.6.4.4.) kan geconfronteerd. Kromming K en het complement van de conformele factor (7.6.4.8.2.) worden samengebracht als $K\frac{1}{2}(\lambda T) = \vartheta$; ergo in de tijdsvertraging. Verder als het product $K\Omega_c = G_{\mu\nu} = K - \vartheta = G_{\mu\nu} + \vartheta$ (cf. 7.1.3.2.).

Tevens verschijnt $\vartheta = K(1 - \Omega_c) = K - K\Omega_c$ (naar 7.6.4.8.2.). Temporalia en gravitationalia coöpereren. Scalaire kromming en de conformele factor corresponderen; ze zijn onderling verweven. Beide evolueren in een verschillend referentiekader.

K neemt numeriek onbegrensd toe. Ω_c vigeert in een begrensd kader als $0{,}5 \leq \Omega_c < 1$.

7.6.4.10.1. De rol van de tijdsvertraging is prominent. "Het effect van het zwaartekrachtsveld wordt dus gereduceerd tot een zuivere tijdsvertraging" [Carlo Rovelli, "De werkelijkheid is niet wat ze lijkt", Amsterdam 2017, p. 241.].

7.6.4.11. De coïncidentie tussen Friedmann-ruimtetijdinterval en het complement van de conformele factor, - beide $\frac{1}{2}(\lambda T)$ - , is niet triviaal. Zij volgt uit de dubbelnatuur van (λT). Als ruimtetijdquantum (5.5.) stelt het de spatiotemporele limiet.

Als zwaartekrachtsdeeltje verhindert het vlakheid. Er geldt $(\lambda T) = \frac{K}{\rho_E} = \frac{\Omega_c}{(G_{\mu\nu}\Pi_A)}$

(7.1.3., 7.6.4.8.1.).

7.6.4.11.1. Per $(\lambda T) = \frac{1}{F_{grav}}$ is het graviton de drager der zwaartekracht, de kleinste hoeveelheid kromming en constituent van gravitatiegolven (7.1.3.7.). Des te kleiner het graviton des te sterker de zwaartekracht. Ipso facto verschijnt : $\frac{1}{2}(\lambda T) = \frac{1}{2\ F_{grav}}$ bij $2F_{grav}$ = 2 / 8 / 24 / 80 / 288 / 1088 / 4224 ; i.e. een verdubbeling van F_{grav} . Zoals de spin-grondeenheid $\frac{1}{2} = \frac{h}{2}$ (1.14.1.8.) blijkt $\frac{1}{2}(\lambda T)$ evenzo fundamenteel. Finaal wordt quantummechanisch grotere kromming (sonzekerheid in T-superpositie) bij kleinere λ-lengte bevestigd (5.5.2., 7.6., 7.6.2., 7.6.12.5.4.).

7.6.4.11.2. Als complement van de conformele factor Ω_c genereert $\frac{1}{2}(\lambda T)$ een verdubbelde zwaartekracht. Terwijl de factor tendeert naar $\Omega_c = 1$, i.e. vlakheid, stelt zijn complement een steeds toenemende zwaartekrachtskromming. $\Omega_c = 1$ wordt asymptotisch nooit bereikt. De situatie refereert aan attractie en repulsie tussen Π-klassen in het golfpakket (3.12.1.ff.) : λ en T zijn finiete quanta, ipso facto (λT) (7.6.4.8.2.). De relatie tussen verdubbelde zwaartekracht en kromming luidt $\frac{K}{2F_{grav}}$ = ⁄ / 0,5 / 0,6666667 / 0,8 / 0,8888889 / 0,9411765 / 0,969697 = ϑ . Weerom stelt zuivere tijdsvertraging de connectie (7.6.4.8.2.-3., 7.6.4.10.1.). De stijgende scalaire kromming K wordt ingebed en verrekend in de conformele kosmologie (7.6.4.8.2., 7.6.4.10.).

7.6.4.12. Het product (λT) van fundamentele lengte en periode is multifunctioneel :

α) graviton, drager en quantum van zwaartekracht met geconjugeerde ladingen impuls en energie (5.5., 7.1.3.2.4.);

β) termgetrouw ruimtetijdquantum, dat de Π-metriek stelt (5.5., 7.1.3.2.);

γ) staat voor de metrische ruimtetijdtensor $g_{\mu\nu}$ (7.1.3.2.-1., 7.1.3.4.1.α);

δ) “gravitatieconstante van Einstein” bij $\frac{G}{\Pi_A^4}$ uit $\frac{G}{c^4}$ (7.1.3.);

ε) als $\frac{1}{2}(\lambda T)$ het complement van de conformele factor Ω_c en het Friedmann-ruimtetijdinterval (7.1.3.3.), wat gravitatie en ruimtetijd verbindt (7.6.4.11.).

7.6.4.13. Kromming K is een scalar; Ω_c stelt het conformele veld. Laatste impliceert een asymptotisch vlak informatieheelal. Er verschijnt $S_{matter} \leq 2\pi kEr/(\hbar c)$ [Wikipedia 5-10-2022, lemma “Topological Entanglement Entropy.”] als $\frac{N_{\Pi}\lambda}{\Pi_A} = 1 / 1 / 1$ … . Dit is exact gelijk aan de S_{BH}–entropie = 1 van de zwarte gaten(infra 7.6.7.3). De connectie tussen de topologische verstrengelingsentropie en een oppervlak A luidt $\frac{1}{\lambda^2} = K$ [Cf. Anil Ananthaswamy, Sci. Am.

maart 2023, pp. 56 – 59, over Ryu-Takanayagi.].

7.6.5. Het Π-systeem biedt een relativistisch kader per geünificeerde ruimtetijd (caput 4).
Het is een dynamisch proces dat (energie)patronen creëert en herschikt tot een netwerk van gebeurtenissen. Π-klassen komen in een oneindig aantal reeksen of golfpakketten voor. Hierin nemen massa , energie en spinmoment toe (cf. infra App. IV. 19.2.) [Cf. Fritjof Capra, "De Tao van Fysica", pp. 236 en 260 ; G. 't Hooft, o.c., pp. 52 , 114 en 147.].
De elektronvolt $eV = h\nu$ als eenheid van massa-energie in de deeltjesfysica reflecteert in het product $VQ = N_{\Pi}$-frequentie-energie (App. IV. 18.) (App. VII : covariantie).

7.6.5.1. Quantummechanisch verschijnen energieconfiguraties met Planckmassa, die op de Plancktijdschaal weer verdwijnen. De ruimtetijd is periodisch in beweging.
In T-superpositie fluctueert de energie met allerlei frequenties [CF. E. van den Heuvel, o.c., pp. 143 en 176.]; alias existeert als coherente quantumtoestand schier één golfpakket, dat in verscheidene aangeslagen toestanden of resonanties voorkomt (3.8.2.)
[Zie noot § 7.6.5.]. Het T – gesuperponeerde golfpakket is bijgevolg thermodynamisch geen zuivere toestand meer, maar een mengsel [Cf. Martin Bojowald, Sci. Am. okt. 2008, pp. 28 – 33 : " According to traditional thermodynamics there is no such thing as a truly clean state; every system always retains a memory of its past in the configuration of its atoms."].
De som der waarschijnlijkheden van Π-klassen van een t-trap in de volgende is steeds 0,5.
De uitgesmeerde toestand verwekt energie-tijdonbepaaldheid, zoals binnen een golfpakket Π-klassen in superpositie impuls-coördinaatonbepaaldheid creëren (2.13.1., caput 5).

7.6.5.2. Het Π-golfpakket als elementair geheel vertoont bosonische spinwaarden 1 (3.13.1.). Duaal als compositum (5.2.0.2.4.) inhereert het een superpositie van spingetallen (5.1.). Het is tegelijk boson en fermion met een intermediair spectrum van anyonen. Fysisch simultaan een materiedeeltje en een krachtdragend deeltje. Als interne eigenschap van één deeltje transcendeert dit reguliere supersymmetrie (2.9.,3.13.3.). Ook qua spinbedrag is het zijn eigen antideeltje (cf. 2.3.1.α , 3.13.1.).

7.6.5.2.1. Een Π-klasse is een axiale vector (1.12.8.). Π_A-precessie en Π_μ-evolutie als diffusiebewegingen van spinladingen op de Π-schaal bewerken dusdanig een axiale vectorstroom (1.14. ff. , 1.12.1., 1.20.4., 7.6.1.) [Cf. B. Clegg, o.c., pp. 42 en 76 :
" De Schrödingervergelijking … lijkt meer op vergelijkingen voor de beschrijving van diffusieprocessen." ; cf. G. 't Hooft, o.c., pp. 76 – 77 voor lading, beweging en axiale

vectorstroom.]. In essentie het t-evoluerende golfpakket, dat de Π -klassen in zijn gequantiseerd kader correleert (2.3.1.γ , 2.7.). De zuivere t_0 -toestand biedt perfecte correlatie van spinwaarde $S_\varphi = 1$ en spinsnelheid $v_s = 1$ van het golfpakket (3.13. – 1., 5.2.0.2.3.) met de dito waarden van de Π -klasse $\Pi_{1,0}$; getuige $\Pi_A = 1 = \Pi_\mu$.

Hogere toestanden met toenemende massa-energie vertonen dalende Π_A -snelheid.
De correlatie is minder precies. De vervalreeks gehoorzaamt de behoudswet van draaiimpuls (3.9.1., 3.11.2.)[Cf. m.m. G. 't Hooft, o.c. p. 77.].

7.6.6. Kosmologische concepten kunnen gedetailleerd (App.VIII : graviton).

7.6.6.1. In de equaties $K = H^2 = m_\Pi N_\Pi$ (7.1.3.) is het impulskwadraat H^2 verklaarbaar. Impuls $p = mv$ wordt $H = m_\Pi \Pi_A$. Naast golfsnelheid is Π_A tevens de luminaliteit $\approx$ c (3.6., 7.0.1.). Zo geldt

$H^2 = (m_\Pi \Pi_A)^2 = m_\Pi{}^2 \Pi_A{}^2 = m_\Pi (m_\Pi \Pi_A{}^2)$, zodat (naar fysisch m (mc²)= mE) verschijnt

$m_\Pi E_\Pi = m_\Pi N_\Pi$ = massa-energie (zie App. IX. 7.).

7.6.6.2. Een gravitationele fijnstructuurconstante kan geformuleerd [Cf. E. van den Heuvel, o.c., p. 203].

Naar fysisch $\alpha_g = \frac{2\pi G m_p^2}{hc}$ verschijnt $\alpha_g = \frac{G m_\Pi^2}{1.\Pi_A}$ = 1 / 1 / 1/ … , exact de waarde van de fijnstructuurconstante α (3.15.4.1.1., 7.1.0.1., App. IV. 26.).

7.6.6.3. Er geldt $F_{grav} = \Lambda = F_{kosm}$ (3.14.9. α, 3.15.4.1.).

Centrifugaalkracht $Z = \frac{mv^2}{r} = m\omega^2 r$ [Experimentele natuurkunde I A, p.65] wordt

$\frac{m_\Pi \Pi_A^2}{\lambda} = \frac{m_\Pi\ \Phi}{\lambda} = m_\Pi N_\Pi^2 \lambda = F$.

7.6.6.3.1. De vermeden totale compressie der Π -klassen (7.6.) kan getransponeerd naar het niveau der golfpakketten. De T-superpositie van golfpakketten is een superpositie van enkelspinnige bosonen (3.13.1., 4.1., 7.1.3.7.2., 7.6.5.1.-2.). Beschouwd als één enkel golfpakket (7.6.5.1.) kan het vergeleken met een bosonenster [Cf. Stuart Clark, New Sc., november 2017, pp. 48 – 52 en Daniel Cossins, New Sc., oktober 2018, pp. 62 – 66.]. Het collectief gedrag van bosonen zonder uitsluitingsprincipe staat onbeperkte samenpakking tot een harmonisch geheel toe (3.8.1.), - zonder dat fysisch een zwart gat ontstaat (cf. 4.3.). Instabiliteit als geonen [Ib. ; B. Kanitscheider, o.c., p. 179 ; H. Genz, o.c., p. 336.] is als quantumvereiste in de Π -evolutie ingebouwd (5.2.0.2.5. , 5.2.2., 5.4.) . Het golfpakket of Π -quantumveld als anyonencondensaat (2.5., 2.13.1.-2.) wordt in

T-superpositie een Bose-Einsteincondensaat (cf. 1.18.1, 2.11., 2.13.2.1.).

7.6.6.4. Dichtheid ρ , kritische dichtheid ρ_{krit} en energiedichtheid ρ_E kunnen geherformuleerd [E. van den Heuvel, o.c., pp. 234 – 236.].

α) $\rho_{krit} = \frac{3\,H_0^2}{8\pi G}$ wordt $\rho = \frac{N_\Pi^2}{G}$ (cf. 7.1.3.3.1.) , Newton – mechanisch;

β) $\rho = \frac{\rho_E}{c^2}$ wordt $\rho = \frac{\rho_E}{\Pi_A^2}$, algemeen relativistisch, zodat $\rho = \rho_{krit}$ en Ω = 1 ;

γ) $\rho(t) \sim \left(\frac{1}{R(t)}\right)^4$ voor het stralingsgedomineerde tijdperk wordt $\rho = \left(\frac{1}{\lambda}\right)^4 . \mathrm{i}$ bij $\mathrm{i} = \frac{1}{\Pi_A}$ (3.10.8.);

δ) $\rho(t) \sim \left(\frac{1}{R(t)}\right)^3$ voor het materiegedomineerde tijdperk wordt $\rho = \left(\frac{1}{\lambda}\right)^3 . \; m_\Pi$;

ε) bij $H_0 \sim \left(\frac{1}{R(t)}\right)^{\frac{4}{2}}$ geldt $\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 =$ K-kromming , zodat $H_0 = \frac{K}{m_\Pi}$ bij $H_0 = N_\Pi$ (3.14.9. γ) ; verder $m_\Pi = \frac{\frac{a}{K}}{G}$.

7.6.6.4.1. Het algemeen relativistische Lense-Thirring-effect sleept de ruimtetijd mee bij roterende objecten (7.1.3.5.). Het veroorzaakt “frame dragging precession” (1.13.3., 2.9.0.1.), dat op zijn beurt een gravitomagnetisch veld creëert [G.O. Ludwig, SciTechDaily, pace Google 11-3-2021 en Wikipedia.]. In het Π-systeem genereert lengtecontractie de Π-precessie. De relativistische situatie conformeert aan de quantummechanische: hoge ruimtetijdkromming komt overeen met korte afstanden, sterke gravitatie met kleine schaal (5.5.1.-2., 7.6., infra 7.6.12.5.4.-5.).

7.6.6.4.2. De band tussen gravitatie en magnetisme (App. VIII.7.) wordt geïllustreerd : “Gravitational forces near a supermassive black hole accelerate ions and enhance the magnetic field.” [APD, NASA, pace Google 21-4-2021.].

7.6.6.5. Het metrische ruimtetijdquantum (λT) (5.5.,7.1.3.7. ff.) kan gelijkgesteld met de “oppervlakte-eenheid” lengte x tijd van de vierdimensionale “hyperrechthoek” in de SRT [J. Gribbin, o.c., pp. 57 -58.]. Geconjugeerd met de energie-impuls verschijnt $\lambda T . HN_\Pi = 1$, het werkingsquantum.

7.6.6.5.1. Het impulsmoment L = nh/2π = mvr = 1 is dimensionaal ML^2T^{-1}, i.e. een constante vier dimensionale werking zoals Hλ = $N_\Pi T = 1$. (3.9.1., 3.11.2.) [Cf. M. Kumar, o.c., pp. 402, noot 32.] (App. IX : werkingsquantum).

7.6.6.5.2. Combinatie van het impulsmoment van het Π-golfpakket met de spinhoekmomenten der Π-klassen (3.13.-1., 7.6.5.2.1.)) genereert genuïene spin-baankoppeling (2.6.3., 2.13.2.-3, infra 7.6.8.2.) [Cf. Marcelo Alonso & Edward J. Finn, Fundamentele Natuurkunde, deel 4 Quantumfysica, pp. 172 ff., 193, 201-204.].

Zo t_2 : 1. $\Pi_{1,0} = \Pi_{1,0}$, 1. $\Pi_{0,5} = \Pi_{0,5}$ en 1. $\Pi_{0,75} = \Pi_{0,75}$; i.e. de spinwaarden der Π-klassen zelve. Bij $\Pi_{1,0}$ is de bosonische luminaliteit Π_A= 1 bewaard (7.1.3.6) als randgeval (7.0.2.) .

7.6.6.5.3. Π_x - gerichtheidsbedrag alias spinbedrag is de hoeveelheid eigendraaiing of eigendraaiimpuls [Cf. N. Herbert, o.c.,p. 136 : "Eigendrehimpuls".]. Dit is conceptueel fundamenteel onderscheiden van spinrichting of -instelling en omvat derhalve geen loutere blokspintransformatie [Zie H. Genz, o.c., pp. 201 – 207.]. De Π-golffunctie φ_x evolueert in de impulsruimte, niet de positieruimte (cf. 4.3. en 2.3.4.3.) [Cf. R. Penrose, o.c., pp. 239 – 243.]. Ze impliceert equidistante impulstoestanden met ongelijke deelamplituden als $\varphi = p_1\Pi_1 + p_2\Pi_2 + p_3\Pi_3 + \cdots = \sum_n p_n\Pi_n = \Pi_\mu$ (1.20.1., cf. 2.3.4.1.-3.) [Cf. M. Alonso, o.c., p.125 en Max Born, o.c., p. 11.]. Als golfpakket is zij een coherente quantumtoestand met de λ- equidistantie als coördinaat (5.1.-1.).

De $|\Pi_\mu|^2$- interferentie betreft waarschijnlijkheden in de gewogen superpositie van het golfpakket (1.5.2., 2.6.-1.). Deze situatie echoot die van de w-sequensen in de Π-klasse (1.6.).

7.6.6.6. De Schwarzschildradius $R = GM/c^2$ wordt $Gm_\Pi / \Pi_A^2 = Gm_\Pi / \phi = \lambda$ (cf. 3.14.3.) [GNLE, deel 20, p. 203.].

7.6.7. De fysische energie-equivalentierelaties $E= mc^2 = h\nu = eV = kT$ kunnen getransponeerd naar $E_\Pi = m_\Pi \Pi_A^2$ = 1. N_Π = QV = 1. N_Π bij h = 1 = k (6.8. met exp T_μ als temperatuurwaarde ; cf. 3.6.1. en 7.6.5.) [Cf. Nathal Severijns, Karakter 61/2018, pp. 21 – 23 en R. Penrose, o.c., pp.307 en 334, 336 voor natuurlijke eenheden, i.c. k =1, cf. App I. 1.; id. R. Penrose & Stephen Hawking, o.c., p.60 en I. Prigogine e.a., "Entre le temps en l' éternité", p.160.].

Dit staat conversies toe.

7.6.7.1. De verschuivingswet van Wien $\lambda_{max} = 0{,}2014052\ hc/kT$ wordt $\Pi_A / N_\Pi = \lambda$ [Cf. E. van den Heuvel, o.c., p. 238.].

7.6.7.2. De wet van Stefan-Boltzmann $u = 8\pi^5(kT)^4 / 15(hc)^3 = 7{,}56464 \times 10^{-16}\ T^4$ [J/m³] wordt $N_\Pi^4 / \Pi_A^3 = \rho_E = N_\Pi / \lambda^3$ (3.10.7.,3.14.9. β) [Ib.].

7.6.7.3. Hawkingtemperatuur (van zwarte gaten) $T_H = \dfrac{\hbar c^3}{8\pi G M k_B}$ wordt $\dfrac{\Pi_A^3}{Gm_\Pi} = N_\Pi$

[pace Canvas, Terzake, 14-3-2018.].

De Bekenstein-Hawking formule voor de entropie van zwarte gaten (3.14.7.) [R. Penrose,

o.c., pp. 333 – 334, 327, 345 en 393; Thomas Hertog, Karakter 63/2018, pp. 16 – 17.]

$S_{BH} = \frac{kAc^3}{8\pi G_N h}$ wordt $\frac{\lambda^2 \Pi_A^3}{G}$ = 1 / 1 / 1 … .

Idem $S_{BH} = m^2 \times 2\pi(kG/\hbar c)$ wordt $m_\Pi^2 (G/\Pi_A)$ = 1 / 1 / 1 … .

In beide formuleringen is de entropie constant, resp. maximaal [Cf. Vlatko Vedral, Nw. Sc. nov. 2018, pp. 48 -52 : "… uit de quantumtheorie dat de hoeveelheid wanorde in het universum altijd gelijk moet blijven … de entropie niet verandert en er dus ook geen tijd is." ; cf. Michael Brooks, Nw. Sc. juli/aug. 2018, pp. 34 – 38, citeert V. Vedral : "… en verstrijkt er geen tijd." ; cf. Hélène Le Meur, "La Recherche", hors-série n° 27, pp. 27 – 29, citeert Gabriel Chardin: "les phases primordiales [de l' Univers] durent ainsi bien plus longtemps" ; cf. § 7.5. ff. : $T + \vartheta = 1!$].

Alternerend : het zwart gat is stabiel, i.e. steeds in evenwicht met het systeem [Cf. Nw. Sc. Wetenschapskalender 7-8-2019, gift Kim Torfs].

De term Π_A^3/G = 1 / 4 / 16 / 64 / 256 … is de kromming $K = H^2 = L^{-2}$ (7.1.3.).

Bij $L^2 L^{-2}$ is de entropie dimensieloos. Revers $A = m^2 \times 8\pi(G^2/c^4)$ wordt $m_\Pi^2 (G^2/\Pi_A^4) = 1 / 0{,}25 / 0{,}0625 / … = \lambda^2$. Het fysische S = J/K wordt 1 = N_Π/N_Π conform § 7.6.7.. De Hawking-verdampingstijd als gevolg van de Hawkingstraling geldt $1/N_\Pi$ = T-periode. Tussen entropie en kromming geldt 1/K =L^2 – oppervlakte (App. IX.4.) [Cf. R. Penrose, o.c. p. 339, noot 12.]. "Berry curvature arises in a cyclic adiabatic evolution" [Google 29-7-2023.].

7.6.7.3.0.1. Er kan bewezen dat de S_{BH}–formule geldig is in een negatief gekromd AdS-heelal [Shinsei Ryu & Tadashi Takanayagi, Wikipedia- Google 5-8-2022.].

7.6.7.3.0.2.De geconserveerde S_{BH}–entropie = 1 gaat gepaard met inkrimpende oppervlakte λ^2 en volume λ^3 bij toenemende massa-energie; i.e. compactificatie (7.6.12.6.ff.) [Cf. Sci.Am., Edgar Shagoulian, Google 6-9-2022: "relationship between black hole and our universe as a whole". "Because of the curvature of space within black holes, you can actually increase the volume without affecting the area of the horizon, and this will affect the entropy."].

7.6.7.3.0.3. "In the bizarre curves of AdS space, a finite boundary can encapsulate an infinite world; Juan Maldacena : universe out of a bottle" [Katie Mc Cormick, Quanta Magazine, Google 17-1-2022.]. Stijgende hyperbolische K-kromming houdt bij T-superpositie met krimpende lengte, oppervlakte en volume evenzeer een veelvoud van golfpakket-variëteiten

in. Hoge kromming vormt geen bezwaar.

7.6.7.3.1. Een alternerende formule [Wikipedia, "Unruh Effect"] $T_U = \frac{\hbar g}{2\pi c k_B}$ wordt

$T_U = \frac{1.a}{\Pi_A.1} = N_\Pi$; g is de oppervlaktezwaartekracht van een zwart gat.

Unruhtemperatuur en Hawkingtemperatuur hebben dezelfde vorm (4.8.6.).

7.6.7.3.2. Adiabatische compressie verhoogt de temperatuur en houdt de entropie constant zonder warmte-uitwisseling met de omgeving [Prisma van de Natuurkunde, p. 10; Phys. org bij FAPESP, Google 30-7-2021.]. Dit kan toegepast op de Π-evolutie.

Het Π-systeem zet de ongeordende warmte van het W-veld om in geordende energie, doch voert er geen warmte in af. De resulterende frequentie-energie wordt inwendig per behoudswet en werkingsquantum $N_\Pi T = 1$ (3.9.1.) periodiek geamplifieerd (3.5.3.). Aldus is het een in zich gesloten systeem (5.2.0.2.5.), autarkisch (infra 7.7.) en unitair-behoudend (1.12.1.2.). Ten opzichte van het W-veld treedt er bij W >> N_Π (1.7., 1.18.1.) een significante warmte- annex temperatuurdaling op. De compressie volgt uit het slinkende volume $V = \lambda^3$ en de toenemende m_Π-massa en druk P (3.5., 3.10.5.-6.), i.e. compactificatie (infra 7.6.12.6.-2.). De temperatuur stijgt systeem-intern bij $N_\Pi = kT$ (7.6.7.). De S_{BH}-entropie blijft constant = 1 (7.6.7.3.).

7.6.7.3.3. Bovenstaande lijnt perfect op met de werking van discrete tijdskristallen (5.2.0.2.4.-5.) [Tristan Greene, TheNextWeb ; m. slashot. org ; Chris Smith, bgr. com; alle Google 1-8-2021.]. Zij kunnen systeem-intern eeuwig evolueren zonder externe energietoevoer en bij constante entropie. De periodiciteit breekt spontaan de tijdstranslatiesymmetrie. Ze zijn zowel stabiel als veranderlijk. Ze vertonen een orde als eigenstaat of eigenfunctie (6.11.1.α) [arXiv. org, Google 3-8-2021.].

"Many-body localisation" positioneert de Π-klassen op exacte locaties (5.2.0.2.4., 6.11.1.1.γ).

Het (Π-)systeem is ver-uit-evenwicht. De breuk van het W-veld wordt beschreven door $\frac{ldW}{N_\Pi}$ = i-brekingsindex (7.6.7.5.) en de reductie $\frac{H_{in}}{H}$ (1.19.). Thermisch evenwicht wordt niet bereikt (1.20.5., 5.4.).

7.6.7.3.4. Fysische tijdskristallen springen heen en terug tussen twee energieniveaus. In tegenstelling daarmee evolueert het informatietheoretische tijdskristal naar steeds hogere energieniveaus. Alternerend produceert het door de fusie van steeds meer w-sequensen tot Π-klassen steeds meer energie dan in de vorige staat. Er is geen warmterest. Entropieverandering wordt irrelevant; i.e. constante entropie.

7.6.7.3.5. Magnonen als quasipartikels kunnen een tijdskristal inhouden [Ben Turner, Live Science, Google 15-9-2021.]. “The combined systems of two groups of magnons acted as one time crystal with different states” [Paul Sutter, Sci. Am., Google 16-6-2022.]. Dit illustreert de T-superpositie van golfpakketten-energieniveaus als magnonen (2.3.). In T-superpositie flucteert energie (7.6.5.1.) als “slosh back and forth forever”. T-superpositie als BEC (7.6.6.3.1.) spoort met “bosons can move through one another without any problem” [Phys. org, university of Amsterdam, Google 15-6-2022.](3.13.1., 4.1.). In de tijdsanalytische visie (4.6.) stijgt de energie als “free lunch”. Deze gehoorzaamt echter immer de behoudswet $N_{\Pi}T = 1$ (3.9.1.).

7.6.7.3.6. Het concept ‘adiabatisch’ is tevens gerelateerd aan de energie (cf.1.14.3.2.) : “Adiabatic quantum computing … the minimal energy state is the solution” [DoS, Google 6-12-2021.]. Ten opzichte van het W-veld is elke Π-toestand de laagste energietoestand bij W $\gg N_{\Pi}$ (1.7.1., 1.18.1., 1.19.). Er ontstaat een energielandschap per T-superpositie tussen de trappen (cf. 4.7.2., 7.6.8.2.2. en 7.8.).

7.6.7.4. De algemene gaswet pV = RT wordt $p\lambda^3 = 1.\, N_{\Pi}$.

7.6.7.5. Vanuit het W-aantal complexies of w-sequensen geldt de reductie $\frac{\text{ld W}}{N_{\Pi}}$ = 1 / 1 / 1,3333333 / 1,6 / 1,7777778 / 1,8823529 / 1,9393939 = i-brekingsindex = 1/Π_A = H / N_{Π} (3.10.8.,6.4., App. I. 1.-5.). Deze breking verbindt de klassieke informatietheorie rechtstreeks met het Π-stelsel. Zij is een maat voor de informatiecompressie (1.7.,1.18.1.,1.19.). De reductie geldt koeling, kinetisch vertraging, uitgedrukt in dalende Π_A - snelheid (1.18.1., 3.8., 3.12.) [Cf.. W. Wayt Gibbs, Sci. Am., spec.-ed. summer 2018, pp. 66 – 70: “slowing down, decelerate atoms, condense the hot gas into supercooled balls of atoms.”].Per transitie W $\rightarrow N_{\Pi}$ is de i-brekingsindex de adequate fractale dimensie d, variabel van 1 asymptotisch naar 2 (3.10.8., cf. 4.7.).
H_{in} is de dito entropie, quantumthermodynamisch (- Π_{μ}) (1.19., 1.20. ff.).

7.6.7.5.1. Het Π-principe Π_{pr} (1.3.) is een constraint C, die banen genereert in de faseruimte van het golfpakket [Cf. Carlo Rovelli, “Het mysterie van de tijd”, p. 160.] De w-sequensen vallen als stroomlijnen samen tot Π-klassen (1.16.) [Cf. R. Penrose, o.c., pp. 356 – 358 met Weylkrommingshypothese = 0.]. Het resulterende golfpakket creëert een netwerk van verknoopte lussen (2.3., 2.4.). Het Π_x -spingetal definieert een strikte orderelatie in het golfpakket, antireflexief, antisymmetrisch en transitief : $\Pi_{1,0}$ > … > $\Pi_{0,75}$ > … > $\Pi_{0,5}$, die niet commuteren (5.1.1., 7.1.3.7.3.). Zwaartekrachtsdecoherentie als discontinu reductieproces initiëert faseovergangen (3.5.2. - 3., 5.2.2.) [Cf. R. Penrose, o.c., ib. en pp. 343, 347 : “Procedure R-reductie van de toestandsvector” ; Max Tegmark;, Sci. Am. mei 2003, pp. 30 – 41 : “ … a process called decoherence- which mimics wave function collapse while preserving unitarity.”]. Deze quantumtransities zijn op hun beurt van nature strikt geordend ([Cf. C. Rovelli, o.c. pp. 102 – 103 en Jon Cartwright, New Scientist september 2018, pp. 48 – 52 ; Diederik Aerts, “De muze van het leven”, pp. 179 en 237: “een

complexe tralie … verzameling … met een partiële orderelatie …”].
Er geldt $\varphi_x < \varphi_{x+1} < \varphi_{x+2}$ … (4.3., 6.11.4.). Zij definiëren een niet-commutatieve tijdsvolgorde als temporaliteit.

7.6.7.5.1.1. Een tralie is fysisch een diffractierooster om elektromagnetische straling naar golflengte te scheiden. Destructieve quantuminterferentie tussen differente energieniveaus is de essentie der quantummechanica ([Pace GOOGLE 8-12-2020]. Bij de spatialiserig van de tijd (4.2.) tot één golfpakket blijkt dit uit de blijvende gescheidenheid tussen de t-trappen o.v.v. het distincte patroon van pieken.

7.6.7.5.2. Supersymmetrie tussen Π-klassen impliceert verplaatsing (2.9.-1., infra 7.1.3.7.2., 7.6.5.2.1.), consequent supergravitatie [G. ’t Hooft, o.c., pp. 195 – 196 ; H. Genz, o.c., pp. 332 – 333 ; Michael J. Duff, Sci. Am., feb. 1998, pp. 54 – 59 en New. Sci., dec. 2019, pp. 34 – 39.]. Ergo quantumtransities of t-sprongen annex precessie (3.5.2., 2.13.3.).
De covariante ijktransformatie (3.5.1., App. VII.) door SUGRA transcendeert simpele wijziging van ruimte-tijdcoördinaten, daar elke discrete t-trap zijn eigen ruimtetijd en referentiekader constitueert (3.5.1., 3.15.4.1.). De abrupte transitie bij gravitatiecollaps (5.2.2.) creëert c.q. zwaartekrachtgolven (infra 7.6.12.9., 7.6.12.11.) [Eos special 2019, p. 11 : “Zwaartekrachtsgolven zijn fluctuaties in de kromming van de ruimtetijd” en J. Maldacena, p. 67 : “zwaartekrachtgolven die in elkaar storten en bosonensterren leveren.”].

7.6.7.5.3. Voorliggend theoreem verwijst naar CSL, “continuous spontaneous localization” [Hans C. von Baeyer, Sci. Am. juni 2013, pp. 38 – 43; Tim Folger, Sci. Am. juli 2018, pp. 20 -27, Eos special 2019, pp. 52 – 59 en Sci. Am. special spring 2019, pp. 100 – 107.]: “Every time there is a collapse, you move the particle a little”. Eveneens verwant is V. Vedrals “theorie van de objectieve instorting” [Gilead Amit, New. Sci., oktober 2018, pp. 40 – 41.]. Er geldt :”measurement and observation have no role in collapse” (infra 7.7.) [Tim Folger, a.c.].

7.6.7.5.4. Overgang tussen toestanden wordt beschreven door de vergelijking

$\Psi(t_2) = S(t_1,t_2)\Psi(t_1)$ met de overgangsoperator $S(t_1,t_2)$ of S-matrix [Max Born, o.c., p. 125, naar W. Heisenberg.]. Bij golfpakketten als energieniveaus kan dit naar

$\frac{N_{\Pi(x+1)}}{N_{\Pi(x)}} = 1 + \vartheta_x$ (7.5.1.) getransponeerd als $N_{\Pi(x+1)} = (1 + \vartheta_x)\, N_{\Pi(x)}$, alternerend

$T_x = (1 + \vartheta_{x)} T_{x+1}$. De term met de gravitationele tijdsvertraging $(1 + \vartheta_x)$ is de transitiefactor (cf. infra 7.6.12.3.1.-2.).

7.6.7.5.5. De periodieke quantumtransities tussen t-trappen betreffen reductie door gravitationele collaps van het golfpakket (5.2.2., 7.6.7.5.2.-3.). Evenzo tunneling per vierde onbepaaldheidsrelatie, waarbij genuïene informatietoename optreedt (3.5.3., 5.2.4., 7.6.8.2.-1.-2.-3.). Dit procédé verwijst naar quantumtunneling van zwart gat tot wit gat

[Carlo Rovelli, Nw. Sc. juni 2019, pp. 56 – 59 ; S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 48 – 57, 130 en 161 – 163; R. Penrose, o.c., pp. 326 – 332.]. Het zwart gat in evenwicht met zijn omgeving (7.6.7.3.) "absorbeert net zoveel straling alsdat het uitzendt" [Nw. Sc.Wetenschapskalender 7-8-2019, gift van Kim Torfs.]. Dit stelt de identiteit van zwart en wit gat. Er gelden m.m. "er onophoudelijk vanuit het niets (negatieve) energie moet worden opgewekt" , resp. "fluctueert de vacuümenergie voortdurend" [G. Amit, Nw. Sc., maart 2019, pp. 37 – 41, resp. Leah Crane, Nw. Sc. , juli-augustus 2019, p.17.]. Het golfpakket als zwart gat houdt zijn informatie niet voor eeuwig binnen [Cf. Marcel Vonk, o.c., p. 131 met citaat S. Hawking.].

7.6.7.5.5.1. Cf. "A black hole can be thought of not as a fixed object but as a transient congregation of matter that performs computation at the maximum rate possible [Seth Lloyd & Y. Jack Ng, "Black Hole Computers", Sci. Am. november 2004, pp. 30 – 39.] en " Il est impossible que les trous noirs emprisonnent définitivement la matière-énergie. Les relations d' incertitude quantique conduisent à prévoir un "effet tunnel" à travers la barrière gravitationelle." , " Un trou noir ayant la masse de Planck disparaît après un temps de l' ordre du temps de Planck. (cf. 7.6.12.5.3.) [I. Prigogine e.a., "Entre le temps et l' éternité, p. 161.].

7.6.7.5.5.2. Tenslotte kan het golfpakket beschreven als een 'Planck-ster' in het formalisme der lusquantumgravitatie. "Matter can not be compressed to an infinitesimal point. Where the quantum fluctuations of space-time balance the weight of matter … is a 'Planck-star'. Quantum theory generates a repulsive force. A Planck star is not stable: once compressed to the maximum, it rebounds and begins to expand again." [C. Rovelli, "Seven brief lessons on physics", pp. 45 – 48; cf. Denis Gialis, Espace et Astrophysique, februari 2020, pp. 48 – 57.].

7.6.7.5.5.3. Een Planck-ster kan ook beschreven als "the collapse is stopped by form of repulsion created by energy density arising from Heisenberg's uncertainty principle" (cf. 5.2.2.) [Jaime Trosper, Interesting Engineering, 3-7-2021, pace Google 4-7-2021.]. Enige informatie–paradox wordt vermeden : "A Planck star would immediately do away with the information paradox". De transitie bij tunneling, is gewaarborgd : "… all of this information to be expelled in an flash" (cf. 7.6.7.5.5.). Deze "flash" redt ook een totale compressie van de Π-klassen in een golfpakket (3.14.1.-4.).

7.6.7.5.6. De Π-theorie houdt een dualiteit in (1.14. + noot 5) [Cf. nog Joseph Polchinsky, Sci. Am., april 2015 , pp. 22 – 27 en George Musser, Sci. Am., september 2019, pp. 24 – 29 en M. Vonk, o.c., pp. 102 – 111.]. Vanuit t_0 geldt quantummechanische tunneling per vierde onbepaalheidsrelatie energie – tijd [Rémy Chauvot, Espace et Astrophysique, mei 2020, pp. 30 – 39 : " La tunnellisation favorise des univers remplis de matière et d' energie."] (7.6.7.5.5., 7.6.7.5.2.) , die de t-evolutie aandrijft binnen het werkingsquantum $N_\Pi T$ =1 (3.9.1.). Vanuit de attraherende gravitator t_Ω (7.1.,1.20.5.) geldt gravitationele kleurverschuiving bij Mössbauer-effect. Een quantummechanische en een algemeenrelativistische beschrijving blijken resultatief equivalent voor eenzelfde evolutionair fenomeen. Beide vatten golflengte- en periodecontractie/expansie annex Unruheffect (4.8.6). Zij coïncideren esultatief bij complementerende wisseling van perspectief (cf. 7.1.1.). Voorliggende dualiteit combineert quantummechanica en algemene relativiteit. De tijdsstructuur wordt ambivalent, conceptueel fluïde (cf. 4.8.3.) [Ib.: "… une sorte de sablier avec le temps qui coule dans les deux sens."]. De constante S_{BH}-entropie (7.6.7.3.) negeert tijdsdistinctie [I. Prigogine, "Het einde van de zekerheden", p. 158 : "De kosmologische evolutie is zo gedefinieerd dat de entropie behouden blijft."]. Als maximale entropie is zij gravitationeel. Als maat voor informatie [M. Vonk, o.c., p. 179] beduidt ze informatiebehoud (1.12.2.).

7.6.7.5.6.1. De maximale S_{BH}-entropie betekent de meest probabele toestand. Spin 1 van het golfpakket of hoekmoment $L = 1$zijn tevens maximaal.

7.6.7.5.6.2. Entropie blijft constant of stijgt. Equivalent daarmee kan de totale informatiehoeveelheid van een systeem slechts gelijk blijven of toenemen [Ethan Siegel, pace GOOGLE 6-11-2020, "Black Hole Paradox".]. Quantummechanisch kan informatie niet vernietigd (1.12.2.) [G. 't Hooft, o.c., p. 156: "behoud van informatie".].

7.6.7.5.7. De onderscheiden entropieën kunnen opgelijst (cf. 1.16. ff.):

α) H is de Shannon-entropie voor equiprobabelen, equivalent met de Boltzmann-entropie (App.I.1.).

β) H_{in} is de Shannon-entropie voor inequiprobabelen, toepasselijk op de Π-klassen. De exponentiële H-curve wordt gereduceerd tot lineariteit (1.19.) [Cf. C.F. v. Weiszäcker, o.c., pp. 170 – 173.].

γ) (-)Π_μ is de quantumthermodynamische entropie (1.20. ff. en 7.6.6.5.3.) [Cf. P.A. Schilpp (Hrsgb), o.c., p. 135.].

δ) S_T is de temporele entropie als functie van de T_μ -tijdswaarden in connectie met de Planck-krommen (6.4., 6.7. – 8).

ε) De gravitationele S_{BH}-entropie betreft het golfpakket als zwart-wit gat (7.6.7.3., 7.6.7.5.5.).

H, H_{in}, (-)Π_μ, S_T zijn genuïene thermodynamische entropieën; zij nemen toe. S_{BH} is de intrinsieke zwaarte-entropie, maximaal in een zwart gat. Dusdanig heeft ze waarde 1 en is constant [CF. R. Penrose, o.c., pp. 330 – 331; C. Rovelli, "Het mysterie van de tijd", pp. 117 en 163[1]; S.Hawking & R. Penrose, o.c., p. 67.].

Uit frequentie-energie $N_\Pi = E_\Pi$ (3.6.-1.) en $E = kT$ als

$E_\Pi = 1. N_\Pi$ (7.6.7.) volgt fysisch $S = \frac{J}{K}$ als $S = \frac{E_\Pi}{N_\Pi} = 1$. Constant naar $S_{BH} = 1$.

Dit spoort met "Conservation of charge resembles entropy. Entropy is a measure of the number of different ways of arranging parts of a system. Conserved entropy defies this standard definition" [Phys. org; Kyoto University, Yukawa Institute, Google 16-12-2021.].

7.6.7.5.8. De dualiteit tussen gravitatiewerking en tunneling (7.6.7.5.5. – 6.) kan geunificeerd. Gravitationele collaps ageert temporeel discreet per vervaltijd (3.5.2.3. en 5.5.2.) en overgangswaarschijnlijkheid (7.6.8.2.2. – 3.). De implicatie van de quantummechanische normeringsfactor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ in een relativistische formule met hogere termen (App. X. 8.) verknoopt beide deeltheorieën in de informatie-orde.

7.6.8. Euclidische actie $I = \frac{2\pi m^2}{qE}$ wordt $I = \frac{\lambda^2}{QE} = \mu_0$-permeabiliteit $= \frac{1}{\rho_E}$,

- het algemeenrelativistisch ruimtetijd-interval $[(\lambda T)\lambda^2]$ (7.1.3.3.) - ,

met verwachtingswaarde $e^{-I} = \frac{1}{e}$ / 0,9394131 / 1 / 1 / 1 / 1 / 1 ...

[Cf. S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 72, 148 – 149, 159 -160 ; cf. R.P. Feynman, QED, pp. 84 – 89 + Noot 2 : relativistisch I-interval en "basic-actions".].

Elektrische actie I_{elec} kan getransponeerd naar gravitationele

actie $I_{grav} = \frac{\lambda^2}{m_\Pi a}$ zodat $\frac{\lambda^2}{QE} = \frac{\lambda^2}{m_\Pi a} = \frac{\lambda^2}{F} = \mu_0$ (cf. 3.15.).

Naar $k = \frac{G}{c^4}$ geldt $\frac{G}{\Pi_A^4} = (\lambda T) = \frac{1}{m_\Pi a} = \frac{1}{QE}$ (7.1.3., 7.1.3.3.3.). Cf. : " mass plays the role of electric charge" (cf. 7.1.3. citaat) [G. Musser, Sci. Am., juni 2002, pp. 15 – 16.]. [App. XI.2.).

7.6.8.0.1. Er verschijnt Euclidische actie $I = \frac{\lambda^2}{QE} = \frac{A\text{−oppervlakte}}{K\Pi_A} = \frac{A}{F\text{−kracht}} = \frac{1}{P\text{−druk}}$

(cf. infra 7.6.9.2.). Idem $I = \frac{1}{T_{\mu\nu}}$ bij $T_{\mu\nu}$ als A.R.'e energie-impulstensor (7.1.3.4.1.) annex

$I = \lambda^3 T$ als dito ruimtetijdinterval.

Deze proposities bewijzen de opportuniteit van μ_0 $(= \mathrm{I})$ als term der ART.

Het graviton (App. IV.3., IX.4.) kan geherformuleerd als $(\lambda \mathrm{T}) = \mathrm{I}(\mathrm{m}_\Pi \mathrm{N}_\Pi) = \mathrm{IK} = \mathrm{IQ} = \frac{\mathrm{m}_\Pi \mathrm{N}_\Pi}{\rho_\mathrm{E}}$, massa-energie ÷ energiedichtheid.

7.6.8.1. Euclidische actie beschrijft paarsgewijze creatie van identieke positief en negatief geladen deeltjes en antideeltjes. Enerzijds is dit een proces met nulenergie bij tunneling (5.2.4., 7.6.6.3., infra 7.9.) [S. Hawking- R. Penrose, o.c., pp. 72,77, 148 - 149.]. Anderzijds kan het gereduceerd tot de behoudswet van elektrische lading, waardoor het systeem als geheel neutraal is [Geraint Lewis, New Scientist, maart 2018, pp. 78 – 79].

7.6.8.2. De successieve quantumsprongen tussen t-trappen (3.5.2., 5.2.4.) impliceren zowel overgangen naar een hoger energieniveau als golven van veranderende spintoestanden (2.10., 7.6.4.0.1.). Het betreft spin-baanwisselwerking (2.13.2.), die het omklappen van de spin veroorzaakt [M. Alonso, o.c., pp. 173 – 174.]. Π_A -precessie resulteert uit spin-baanwisselwerking (1.13.3., 2.6.3.,2.13.2.-3., App. IV. 19.3.) [M. Alonso, o.c., pp. 165 en 177.].

7.6.8.2.1. De summatieve magnitude of probabiliteit der Π -klassen wordt bij tunneling per t-overgang gehalveerd (7.6.5.1., 1.12.7.). Dusdanig geldt het tunneleffect een Gamov-factor $\gamma = 1/2 = 2^{-1}$ [Cf. G. Vollmer, o.c., II p. 146 : “ Gamov-Faktor ~ 1/h ; E. van den Heuvel, o.c., p. 118.]. Bij transformatie $\gamma = 1/\mathrm{h} = 1/1 = 1$ (3.1.1.) wordt de probabilistische unitariteit bewaard (1.12.1.,2.6.) analoog de behoudswetten (7.6.6.5.1.).

7.6.8.2.2. Tunneling geldt “hoe kleiner de energie, hoe hoger de potentiaalberg die moet doortunneld en des te kleiner de kans op doortunneling, d.w.z. des te langer de levensduur” [GNLE, deel 23, p. 507.]. Dit conformeert met lage N_Π-energie, grote λ-afstand tussen de Π -klassen en langere vervaltijd T bij werkingsquantum $\mathrm{N}_\Pi \mathrm{T} = 1$ (3.5.3., 3.9.1.). De overgangswaarschijnlijkheid geldt dusdanig $\frac{1}{\mathrm{T}} = \mathrm{N}_\Pi$ - energie [Cf. Senne Starckx, Eos maart 2017, pp. 24 – 27: “De waarschijnlijkheid is afhankelijk van de energie van het elektron.”]. De term $\frac{1}{\mathrm{T}}$ met inverse T-dimensie geeft de overgangswaarschijnlijkheid per tijdseenheid, T_{if} (4.7.2.) [GNLE, deel 20, p. 204; M. Alonso, o.c., pp. 118 – 119.]. Hoe groter T_{if}, des te waarschijnlijker de overgang.

Idem $\mathrm{T}_{\mathrm{if}} = \frac{e^2 \omega^3}{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} |\mathrm{r}_{\mathrm{if}}|^2$ als $\frac{\mathrm{Q}^2\, \mathrm{N}_\Pi^3}{\varepsilon_0\, \Pi_\mathrm{A}^3} . \lambda^2 = \mathrm{I}\, \lambda^2 = \mathrm{N}_\Pi$ (App. IV.1.)

[M. Alonso, o.c., p.128.], waarbij $\varepsilon_0\, \Pi_\mathrm{A}^3$ = ***J*** –intensiteit. Grotere overgangswaarschijnlijkheid coïncideert met stijgende intensiteit (3.10.4.) [M. Kumar, o.c., p. 190 : ”The resulting spectral line with frequency v_{mn} would be more intense than for the less probable transition.”].

7.6.8.2.3. De fysische halfwaardetijd $\tau = \frac{\ln 2}{\lambda}$ (met vervalconstante λ als omgekeerde van de gemiddelde levensduur ϑ) [Prisma van de natuurkunde, p.140.] wordt $\tau = \frac{\mathrm{ld}2}{\mathrm{N}_\Pi} = \frac{1}{\mathrm{N}_\Pi} = \mathrm{T}$-periode (3.5.3.) .

7.6.9. Magnetische kracht $F_{magn} = I\,B\,\ell$ wordt $F_{magn} = I\,.\,1\lambda = F$ [Cf. N. Severijns, Karakter 61/2018, pp. 21 -23.]. Insgelijks F= qvB wordt F= Q Π_A .1 (App. IV. 18.ε) [Experimentele Natuurkunde II, p. 154.]. Zodanig verschijnen $F_{grav} = F_{elec} = F_{magn}$ als equivalentierelaties tussen gravitationele en elektromagnetische krachten (cf. 3.15.-1., 7.6.8.). Eveneens spanning U = v B ℓ wordt $\mathcal{E} = \Pi_A\,.\,1\lambda$ [N. Severijns, a.c.].

7.6.9.0.1. Elektrische veldsterkte E coïncideert met de geëigende snelheid $\Pi_A = \frac{F}{Q}$.
Gravitationele veldsterkte g met versnelling $a = \frac{F}{m_\Pi}$. Hun potentialen met $\mathcal{E} = \Pi_A\,.\,\lambda$, resp. $\phi = a\lambda$ (cf. 3.14.3.), waarbij $\frac{\phi}{\mathcal{E}} = N_\Pi$. Bij substitutie van λ door graviton (λ T) wordt de gravitatiepotentiaal a(λ T) = $\mathcal{E} = \frac{1}{m_\Pi}$, identiek met de elektrische potentiaal. Dit staaft equivalentie tussen elektromagnetisme en ART (3.15.7.,7.1.3.,7.6.8.) [Pace Vincent Ginnis, Radio Klara 7-10-2017; George Musser, Sci. Am., juni 2002,pp. 15 – 16: R. Penrose,o.c., pp. 181 en 204 – 205.]. Naar a= - eE/m_e [M. Alonso, o.c., p. 304.] verschijnt a = QE/m_Π .

7.6.9.1. De elektrische coulombkracht wordt tevens $F_{elec} = \frac{Q^2}{\varepsilon_0\lambda^2}$ = QE [Cf. M. Alonso, o.c., pp. 134, 139, 161 en 308: = -eE.] en gelijk aan $F_{grav} = \frac{U}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0^2}$ als $\frac{Q^2}{\varepsilon_0\lambda^2}$ [M. Alonso, o.c., pp. 134 en 242.]. De potentiële energie $U(r) = -\frac{Z\,e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ wordt $\frac{Q^2}{\varepsilon_0\lambda} = N_\Pi$ [Ib.,pp.134 en 234.]. Potentiële energie U kan gevat als F_{grav} x lengte in Nm of Fλ = N_Π . Dit bevestigt de totale nulenergie (7.6.6.3., 3.14.3). (App. X : elektromagnetisme, spin en relativiteit).

7.6.9.2. De equivalentie van elektriciteitsleer en ART met de equaties
K-kromming = Q-lading = $H^2 = m_\Pi N_\Pi$ (7.6.6.1., 3.15. ff, 3.16.) leidt bij
$\Pi_A \equiv$ E-elektrische veldsterkte tot $QE = K\Pi_A$ = F-kracht (App.X.9. -1.).
Tevens geldt (λT)-graviton = $\frac{1}{QE} = \frac{1}{K\Pi_A}$ (7.13., 7.6.8.). Diepe verwantschap blijkt uit de kegelsymmetrie van zowel gravitatie als elektrisch veld (3.15.4.4.) [Arnout Ceulemans, OAM 87/2, pp. 107 – 116.]. De richtingspolariteit uit zich in de lineaire impuls $H^{(2)}$ en de polaire vector E (App. IV.6., 3.12.0.2.). Het magnetisch veld vertoont rotationele symmetrie per axiale vector conform Π-gerichtheid of spin (1.12.8., 3.11.2.)
[Ib.; S.L. Altmann, OAM90/1, pp. 36 – 92.].

7.6.10. De Rydbergconstante $R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}$ in m^{-1} of $\frac{1}{\lambda}$ wordt $\frac{m_\Pi Q^4}{\varepsilon_0^2 \Pi_A}$ = H-impuls [Ib. 135 en 332; GNLE 20, 692.].

7.6.11. De straal van Bohr $a = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2}$ wordt $\frac{\varepsilon_0}{m_\Pi Q^2} = \lambda$ [Quantumfysica, p. 139; GNLE3, 271; Nick Herbert, o.c., pp. 165 en 169; M.Kumar, o.c., p. 112.]. Zij geeft de plaats aan, waar een waarschijnlijkheid bestaat, Π-klassen aan te treffen (1.13.1., 1.20. ff.). Dit steeds op een equidistante λ-afstand in het golfpakket.

7.6.11.1. Er ontstaat de numerieke gelijkheid van Comptonstraal (3.7.2.), Schwarzschildradius (7.6.6.6.) en Bohr-straal [Cf. C.F. von Weiszäcker, o.c., p. 482 voor de verbinding "Comptonwellenlänge – Radius des Kosmos – Bohrsche Radius."] = λ, het fundamentele lengtequantum (3.1.,3.14.6., App. VII.4.).

7.6.11.2. Bij a = r wordt de snelheid v = $\frac{nh}{2\pi m_e r}$ consequent $\frac{1}{m_\Pi \lambda} = \Pi_A$. De snelheid neemt af bij toenemende energie (3.8.) [M. Alonso e.a., o.c., p. 140.]. Vergelijkbaar met radiatiereactie : in een elektronengolf stralen door laserlicht geëxciteerde elektronen zo veel energie uit, dat ze afgeremd worden en de golf vertraagt [Dirk Draulans, Knack 7-3-2018, pp. 90 – 91.]. Anderzijds thermisch $v_{th} = (3kT/m_e)^{1/2}$ [M. Alonso & E. J. Finn, o.c., p. 305.] wordt $\Pi_A = \sqrt{N_\Pi/m_\Pi}$ (cf. 3.14.8. voor de factor 3) en relaxatietijd $\tau = \frac{l}{v_{th}}$ wordt $\frac{\lambda}{\Pi_A} = \mathrm{T}$ [Ib.].

7.6.11.3. α) Versnelling a = -eE/m_e wordt $Q\Pi_A / m_\Pi$ = a ;

<v> = $\frac{1}{2}$at = = -Et /2m_e wordt $aT = Q\Pi_A \, T/m_\Pi = \Pi_A$;

v_{drift} $\frac{e\,\tau_f E}{2m_e}$ wordt $\frac{QTE}{m_\Pi} = \Pi_A$ (App. IV.23.) [M. Alonso e.a.,o.c., p. 304.].

β) Naar geluidssnelheid c = $\sqrt{\frac{K}{\rho}}$, √ compressiemodulus per soortelijke massa [Exp. Nat. Ic, p. 27.] verschijnt $\Pi_A = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$, √ druk per dichtheid.

γ) Naar $\frac{\vartheta}{\Phi} = \Pi_T$ (7.5.3., 7.6.12.3.1.) bij $\Phi = \Pi_A^2$ geldt $\Pi_A = \sqrt{\frac{\vartheta}{\Pi_T}}$, √ tijdsvertaging per Verhulst-waarde.

δ) Er geldt versnelling x tijdsvertraging (7.4.) aϑ = - / 1 / 1,5 / 2,5 / 4,5 / 8,5 / 16,5 = $\frac{N_\Pi}{2}$, de halve frequentie-energie.

Tevens $\Pi_A \vartheta = \frac{H}{2} = \frac{0{,}5}{\lambda} = N_\Pi - 1 = \frac{\vartheta}{T} = \frac{\Pi_T}{\mathcal{T}} = N_{\Pi(x+1)} - N_{\Pi(x)}$.

Dit verbindt temporaliteiten, zodat $\mathcal{T} = \frac{2\Pi_T}{H}$ en $\Pi_T = \frac{\mathcal{T}H}{2}$ naast $\frac{\mathcal{T}}{T} = i^2 = \frac{1}{\phi}$.

Vervolgens $\vartheta = \frac{T\Pi_T}{\mathcal{T}} = \phi\frac{H}{2}\mathcal{T} = \phi\Pi_T$.

ε) Snelheid x tijdsvertraging $\Pi_A\vartheta$ = 0,5 is een constante en de asymptoot van Π_A (7.1.3.2.); numeriek het halve werkingsquantum (App. IX) ; het generaliseert c-behoud (cf. 3.9.1.) bij gravitationele kromming zoals i$\Pi_A = 1$ constant ageert bij breking (cf. App. X.9.).

ζ) Uit $\vartheta = \frac{0{,}5}{\Pi_A}$ en a= $\frac{\Pi_A}{T}$ volgen $\vartheta = \frac{0{,}5}{aT}$ en ϑaT =0,5 – constante bij $\vartheta a = \frac{0{,}5}{T} = \frac{N_\Pi}{2}$.

7.6.12. Gravitationele concepten kunnen geëxpliciteerd.

7.6.12.1. De divergerende rijen in breukvorm van λ en T (7.3.) relateren het metrische ruimtetijdquantum of graviton aan tijdsvertraging bij $\frac{1}{H} \times \frac{1}{N_{\Pi}} = (\lambda T)$.

Er verschijnt $\frac{\vartheta}{(\lambda T)}$ = - / 2^1 / 2^3 / 2^5 / 2^7 / 2^9 / 2^{11} = $\frac{\frac{1}{2}(\lambda T)}{\lambda^3 T} = \frac{1}{2}K$ (7.1.3.2-3.). Er geldt de ratio (excl. t_0) $\frac{\text{tijdsvertraging}}{\text{graviton}} = \frac{\text{Friedman-ruimtetijd-interval}}{\text{algemeenrelativistisch ruimtetijd-interval}}$

7.6.12.1.1. Er geldt tijdsvertraging ÷ kromming $\frac{\vartheta}{K}$ = = $\frac{1}{2}(\lambda T)$ = Friedman-ruimtetijd-interval (cf. 7.1.3.2.-3.). De drie gravitationele grootten kunnen verbonden met het Π_T –theoreem

als $\frac{(\lambda T)\vartheta K}{\Pi_T} = \Pi_A = \frac{i\vartheta}{\Pi_T}$ (cf. 7.6.11.3.γ).

7.6.12.1.2. Er verschijnt $K\lambda^2$ = 1 / 1 / 1 …, een dimensieloze constante. Zo geldt $(\lambda T) = K(\lambda T)\lambda^2 = K\lambda^3 T = K\mu_0 = \frac{K}{\rho_E}$, ergo graviton = kromming x algemeenrelativistisch ruimtetijd-interval. Uit $K\lambda^2$ = 1 kan een onbepaalheidsrelatie tussen kromming en oppervlakte opgesteld (App. IX.3. en IX.7., 5.5.2. en 7.6.12.5.4.-5.). $K\lambda^2$ kan dimensionaal tevens geschreven als het werkingsquantum (7.6.12.1.3.). Dit stelt een genuïene behoudswet (3.9.1.). Kromming wordt gevat in het werkingsquantum (7.1.3.2.3.).

7.6.12.1.3. $K\lambda^2$ = 1 coïncideert met S_{BH}-entropie = $K\lambda^2$ = 1 (7.6.7.3., App. VIII. 5.) : als $\lambda^{-2}\lambda^2$ beide constant en dimensieloos. Dit illustreert de intrinsieke connectie tussen gravitationele kromming, oppervlakte en entropie (App. VIII.5. en IX.3.).
Er geldt K=Q-lading (App. IX.7.) ; Q is dimensionaal MT^{-1} ;
$K = \frac{m_\Pi}{T} = MT^{-1}$ (3.14.1.) ; ergo $K\lambda^2 = ML^2T^{-1}$ = werkingsquantum (3.9.1.). Entropie fysisch S = $\frac{\text{Joule}}{\text{graad Kelvin}}$ wordt bij temperatuur in energie-eenheden (7.6.7.) [M. Vonk, o.c., p. 137.] en $N_\Pi = T^{-1}$ dimensionaal $ML^2T^{-2}.T = ML^2T^{-1}$, het werkingsquantum. Gravitationele kleurverschuiving z = 1 is eveneens een dimensieloze constante (infra 7.6.12.4. – 5.).
De plurivalente dimensionaliteit van grootten, - inclusief het werkingsquantum (App. IX.7.) –, is aan de basis van de theorie ingebouwd. Een vorm van dualiteit (7.6.7.5.6.).

7.6.12.2. Naast $\frac{i}{2} = \vartheta$ (7.1.3.2., 7.6.12.3.2.) geldt $\frac{1/m_\Pi^2}{G} = i = K(\lambda T)$ (6.10.2.1.). Hieruit volgt $iT = K(\lambda T)T = K\lambda T^2 = 1/a$ (6.3.). Enerzijds verschijnen kromming K en graviton (λT) in de T_μ -formulering. Anderzijds bleek reeds de aanwezigheid van i-breking in de algemeenrelativistische veldvergelijking (7.1.3.2.). Dit duidt op verwantschap tussen breking, compressie –compactificatie (1.19., 7.6.7.5.) en kromming : i/K = (λT). Kromming en breking zijn in het graviton gebonden. Daar numeriek K = Q-lading (App. IV.2. en IX.7.) geldt tevens (λT)Q = i.

7.6.12.3. Tijdsvertraging kan geschreven als $\vartheta = \frac{N_{\Pi(x+1)} - N_{\Pi(x)}}{N_{\Pi(x)}} = \frac{T_x - T_{x+1}}{T_{x+1}}$ (cf. 7.5.1.) [Cf. B. Kanitschneider, o.c., p. 141].

7.6.12.3.1. De Π_T-waarden (7.5.3.) kunnen geherformuleerd als $\Pi_T = \frac{\vartheta}{\Phi}$, tijdsvertraging per gravitatiepotentiaal. Idem $\Pi_T = \frac{1}{\Pi_A^2} - \frac{1}{m_\Pi\,\Pi_A^4} = \frac{1}{\phi} - \frac{1}{m_\Pi \Pi_A^4}$ (7.5.5.) naast $\frac{1}{m_\Pi\,T} = \phi = \frac{1}{m_\Pi - m_\Pi\vartheta} = \frac{N_\Pi}{m_\Pi}$. De evolutionaire Π_T–curve beschrijft de vertragende actie van massa op tijd: “Het effect van het zwaartekrachtsveld wordt dus gereduceerd tot een zuivere tijdsvertraging” [Carlo Rovelli,”De werkelijkheid is niet wat ze lijkt”, p. 241, noot 4 en pp. 82 – 83.].

7.6.12.3.2. De fysische formule voor het verschil tussen twee eigentijden $t_{tafel} - t_{grond} = 2gh/c^2 t_{grond}$ [C. Rovelli, “Het mysterie van de tijd”, p. 18 + noot 5, p.151.] kan getransponeerd als $[2]a\lambda/\Pi_A^2 T_{x+1} = N_{\Pi(x+1)}$ bij $a\lambda/\Pi_A^2 = \phi/\phi = 1$ (3.14.3.) en de linkerterm als $T_x - T_{x+1}$.

Dit strookt met de A.R. tijdsvertraging $\vartheta_x = (T_x - T_{x+1}).N_{\Pi(x+1)}$ (7.5.1.). Er geldt $\frac{\vartheta}{(T_x - T_{x+1})} = N_{\Pi(x+1)}$. ϑ is de transformatiefactor. Bij behoud van de term 2 verschijnt

$(T_x - T_{x+1}).\underbrace{2a\lambda/\Pi_A^2 T_{x+1}}_{= N_{\Pi(x+1)}}$ = i–brekingsindex (cf. 7.6.7.4.), conform $\frac{i}{2} = \vartheta$ (7.1.3.).

Systeemintern geldt $T_x - T_{x+1} = \frac{\vartheta_x}{N_{\Pi(x+1)}} = \vartheta_x . T_{x+1} = (1 - T_x).T_{x+1} = T_x - (T_x.T_{x+1})$.

7.6.12.3.3. De opeenvolgende N_Π-waarden $t_x - t_{x+1}$ vertonen een patroon $N_{\Pi(x+1)} / N_{\Pi(x)}$ =

2 / 1,5 / 1,6666667 / 1,8 / 1,8888889 / 1,9411765 / 1,969697 / 1,9846154 / 1,9922481 / 1,9961089 / 1,9980507 .

Vanaf $t_1 - t_2$ (1,5) kunnen deze quotiënten herleid tot de vorm $1 + \vartheta_{x+1}$.

Weerom vigeert tijdsvertraging (cf. 7.1.3.2. met 3.15.2.α : de gravitatiekracht tussen successieve t-trappen neemt de vorm aan van $F_{grav} = K_x + \vartheta_x$ of kromming plus tijdsvertraging, cf. 7.6.4.10.1. en 7.6.4.11.2.). De omgekeerde quotiënten vormen de multiplicator.

7.6.12.4. Per t-overgang tussen golfpakketten geldt kleurverschuiving $z = |0{,}5|$ (7.1.1.). Bij toenemend aantal intervallen geldt asymptotisch $z = |1|$.

7.6.12.5. Roodverschuiving per gravitatiepotentiaal $\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -\frac{GM}{c^2 r}$ [A. Einstein, "Relativiteit", Aula paperback 130, pp. 86 – 89.] wordt links tijdsvertraging (7.6.12.3.), rechts $\left(\frac{Gm_\Pi}{\Pi_A^2 \lambda}\right) = \frac{\Phi}{\Pi_A^2} = 1 / 1 / 1$ / … , cf bovenstaande asymptoot en $z = H_0(r/c)$ als $N_\Pi \left(\frac{\lambda}{\Pi_A}\right) = 1$ [NOOT 11.].

Het verband met tijdsvertraging geldt $\frac{Gm_\Pi}{\Pi_A^2 \lambda} - T = \vartheta$. De situatie refereert operationeel aan de algemeenrelativistische veldvergelijking (7.1.3.2., 7.6.4.1.). In $\frac{Gm_\Pi}{\Pi_A^2 \lambda} = 1$ zijn T en ϑ complementair (7.6.7.3., 7.5.5.). Er geldt de behoudswet $t + \vartheta = 1$ [Cf. Cees Braat, Nw. Sc. okt. 2019, p.9 : " tijd naast antitijd … behoudswet.]. Roodverschuiving z = 1 en entropie $S_{BH} = 1$ (7.6.7.3.) coïncideren numeriek en zijn maximaal : "the redshift becomes infinite" (5.5.1., n.2.5.; 7.6.12.5.3.). Er verschijnt $z - T = \vartheta$ of $z = T + \vartheta$.

De behoudswet vormt een algemeenrelativistische invariante.

7.6.12.5.1. De formule roodverschuiving $z = \frac{GM}{c^2 r}$ blijkt gecombineerd uit deze van de Schwarzschildradius of gravitatiestraal $R = \frac{GM}{c^2}$ (7.6.6.6.) [John Heise, Planetarium 1978 – 1979, pp. 17 – 26; C. Barceló e.a. (§ 7.1.3., noot 11D), Sci. Am. okt. 2009, pp. 20 – 27] en deze van de gravitatiepotentiaal $\phi = \frac{GM}{r}$ (3.14.3., App. VIII.5.)) [Ib.]. Getransponeerd $\frac{Gm_\Pi}{\Pi_A^2 \lambda}$ uit $\frac{Gm_\Pi}{\Pi_A^2}$, resp. $\frac{Gm_\Pi}{\lambda}$.

7.6.12.5.2. α) Hubble-factor (3.14.9.γ, App. VIII.4.)

$$H_0 = \frac{\text{lengte}}{\text{graviton}} = \left(\frac{L}{g}\right) = \frac{\text{snelheid}}{\text{lengte}} = \text{energie}N_\Pi,\ \text{zodat moet Hubbletijd } H(t) = \frac{1}{H_0} = T$$

β) $H(t) = \frac{z}{H_0} = \frac{\text{roodverschuiving}}{\text{Hubble-factor}}$, bij z = 1 bevestigt dit $H(t) = \frac{1}{H_0} = T$.

γ) Entropie S, fractale dimensie d (en complexiteit) zijn verwant [Jens Romeo, Sci. Am. april 2019, p. 14, over Jackson Pollock.].

δ) De Hubble-relatie $v = \alpha r$ [Prisma van de Natuurkunde, p. 82] strookt met $\Pi_A = N_\Pi \lambda$. Dezelfde termen in $z = \frac{H_0 R}{c}$ worden $z = \frac{N_\Pi \lambda}{\Pi_A} = 1$ (7.6.12.5.). Een kort golfpakket houdt het spectrum der ruimtetijd in. (5.2.0.2.-1., 7.1.3.3.-1., 7.6.12.11.).

7.6.12.5.3. Het golfpakket geldt een virtueel of quasi zwart gat van Planckmassa met Plancklengte bij Plancktijd (3.14.5.); inclusief Hawkingtemperatuur en BH-entropie (7.6.7.3.) [Cf. Thomas Boisson, Espace & Astrophysique, aug. 2019, pp. 38 – 49 :"un trou noir virtuel … qui s' évapore quasi-immédiatiment." ; C. Barceló e.a., Sci. Am., okt 2009, pp. 20 – 27 :"quasi black holes", cf. App.VII. 4.]. Periodieke transitie tekent de bivalentie zwart gat – wit gat (7.6.7.5.5.).

7.6.12.5.4. De krommingsonbepaaldheidsrelatie $\Delta R.\sqrt{\Delta K} = 1$ is herleidbaar tot de eerste onbepaaldheidsrelatie $\Delta\lambda.\Delta H = 1$ (5.1.). Bij R = λ en K = H² (3.14.1., 7.6.6.1.) verschijnen $\Delta\lambda.\sqrt{\Delta H^2} = \Delta\lambda.\Delta H$ en het werkingsquantum (3.9.1.). Evenzo geldt gekwadrateerd vanuit $\lambda^2.H^2 = 1$ (App.IX.3.) $\Delta\lambda^2.\Delta K = 1$, oppervlakte geconjugeerd met kromming. In beide formuleringen blijkt het quantummechanische effect : hoge kromming coïncideert met kleine Plancklengte/-oppervlakte (5.5.1.-2.,7.6.2.). Het quantum van kromming is het omgekeerde van het quantum van oppervlakte (7.6.12.9.) : $A = L^2, K = L^{-2}$ (7.13.7.1.).

7.6.12.5.5. Een gravitationele onbepaaldheidsrelatie $\Delta R_\mu \Delta x_\mu \geq l_P^2 = \frac{\hbar G}{c^3}$ [Th. Boisson, a.c.] met krommingsradius en coördinaat wordt herleid tot $\lambda.\lambda = \lambda^2 = L_P^2$ (cf. 3.14.5. en 3.14.1.).
De term $\frac{\hbar G}{c^3}$ is als $\frac{G}{\Pi_A^3}$ een omgekeerde kromming = L^2 (7.6.7.3., App VIII.5.).
Hier past $\Delta\Lambda\Delta(\lambda T) = 1$, - bij Λ= F_{kosm} en graviton -, uit $\Delta\lambda T.\Delta H N_\Pi = 1$ (5.5., 7.1.2., App IX.1.-3. en X.9.).

7.6.12.5.6. Bij S_{BH} = 1 en $kT = N_\Pi$(7.6.7.3., 7.6.7.) geldt fysisch TS als $N_\Pi.1$(1.20.10.). Zo kan bij N_Π als totaalenergie E (3.6.-2.) de (Helmholtz) vrije energie A gevat.
Fysisch $F = E - TS$ [I. Prigogine & I. Stengers, "Orde uit chaos", pp. 144 en 159; I. Prigogine "Vom Sein zum Werden", p. 93; "Prisma van de Natuurkunde, p. 80] wordt $A = N_\Pi - N_\Pi = 0$. Thermodynamisch komt minimale vrije energie overeen met maximale entropie.

7.6.12.5.7. N_Π beduidt het aantal Π-deeltjes van het quantumveld (1.,2.) én de frequentie van het golfpakket (3.2.1.). "Temperature in terms of the motion of the microscopic constituents" en "microscopic constituents of the black hole … such a black hole corresponds to a configuration of particles [Juan Maldacena, Sci. Am. november 2005, pp. 32 – 39] confirmeren de T_H-temperatuur als N_Π (7.6.7.3.,4.8.6.).
De koeling W →N_Π (1.7., 1.18.1., 7.6.7.5.) is termgetrouw een temperatuurafname.
Als grootte geldt $N_\Pi = kT = T_H$ = unruhtemperatuur (4.8.6.) van een compositum.

7.6.12.6. Het volumeverkleinende effect van gravitatiewerking is evenredig met de massa [R. Penrose, o.c.,pp. 199 en 204]. Er geldt $m_\Pi\lambda^3 = (\lambda T)$ (7.1.3.3.2.) : binnen het graviton compenseren massa en volume elkaar.

7.6.12.6.1. Gelijkaardig neemt de hoeksnelheid toe bij compactificering (3.11.: ω = N_Π) [R. Penrose, o.c., p. 161.]. Er geldt $N_\Pi\lambda^3 = 1 / 0{,}25 / 0{,}04675 \ldots = \Phi_E = \frac{\lambda}{m_\Pi} = \frac{G}{\Phi}$, gravitatieconstante per gravitatiepotentiaal (App. IV. 17.,7.1.3.). Uit $\frac{N_\Pi\lambda^3}{(\lambda T)} = \phi$ volgt

$N_\Pi\lambda^3 = (\lambda T)\phi$, graviton x gravitatiepotentiaal, analoog $m_\Pi\lambda^3 = (\lambda T)$ daar

$N_\Pi = m_\Pi\Pi_A^2 = m_\Pi\phi$ (3.14.3., cf. AppVIII.1.). Uit $\frac{G}{\phi} = (\lambda T)\phi$ volgt $\frac{G}{(\lambda T)} = \phi^2 = \Pi_A^4$, zodat

$G = (\lambda T)\phi^2, (\lambda T) = \frac{G}{\phi^2}$ en $\phi = \sqrt{\frac{G}{(\lambda T)}}$, wat drie gravitationele grootheden combineert.

7.6.12.6.2. De volumeverkleining λ^3 verloopt parallel met de periodieke gravitatiecollaps (7.6.7.5.5.). Ipso facto neemt de rotatiefrequentie toe als behoudswet van draaiimpuls (3.11., 3.11.2.). De stijgende hoeksnelheid creëert oplopende magnetische veldsterkte (App.IV.11.). Energietoename N_Π veroorzaakt λ-krimping en T-periodeafname (7.6.7.5.6.) [Naar E.P.J. van den Heuvel, OAM 1995/2, pp. 216 – 256.].

7.6.12.7. …"De kromming van de ruimtetijd (nu volledig gegeven door de tensor WEYL) een maat is voor de 'stoffelijkheid' van zwaartekrachtgolven. … de ruimte-tijdkrommingstensor WEYL" (cf. 5.5. : "metrische tensor") [R. Penrose, o.c., pp. 214 en 329.]. Er blijkt (App. VIII.1.) kromming per graviton $\frac{K}{(\lambda T)} = \rho_E$, de energiedichtheid (cf. 7.1.3.). Naar fysisch $\frac{E}{c^2} = m$ geldt andermaal $\frac{\rho_E}{\Pi_A^2} = \rho$, de massadichtheid (7.6.6.4., cf. App. VIII.1.). Het metrische karakter wordt gecorroboreerd door kromming $K = \frac{(\lambda T)}{\lambda^3 T}$, graviton per algemeenrelativistisch ruimte-tijdinterval (App. VIII.1.).

7.6.12.7.1. Gelijkaardig de 'straal' R van de wereld of ruimtelijke uitgebreidheid uit $R^2 = \frac{2}{K\rho}$ [A. Einstein, o.c., pp. 76 en 109] wordt $\sqrt{\frac{1}{(\lambda T)\,\rho_E}} = \lambda$ (cf. 7.6.11.1. annex Plancklengte $L_P = \lambda$, 3.14.5.; cf. 7.1.3.3.3. voor k en 7.1.3.3. voor de radius R(t) van het Friedman-ruimtetijd-interval).

7.6.12.8. Transposities omtrent gravitatie kunnen opgesteld [Naar D. Halliday & R. Resnick, o.c., pp. 331 – 361, "Gravitation"] :

α) afstand a = $\left(\frac{GMT^2}{4\pi^2}\right)^{1/3}$ wordt $(Gm_\Pi T^2)^{1/3} = \lambda$;

β) $T^2 = \left(\frac{4\pi^2}{GM}\right) r^3$, de periodenwet, wordt $T = \sqrt{\frac{1}{Gm_\Pi}\lambda^3}$ (cf. 3.15.5., 7.1.3.3.1.) ;

γ) $v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$ wordt $\Pi_A = \sqrt{\frac{Gm_\Pi}{\lambda}}$;

δ) centripetale acceleratie $\omega^2 r$ wordt $a = N_\Pi^2 \lambda$ (3.10.1., 3.11.) ;

ε) hoekmoment $L = (m\omega r)r = mr^2\omega$ wordt $L = m_\Pi \lambda^2 N_\Pi = 1$ (3.11.2.) ;

ζ) massa $M = \frac{4\pi^2 r^3}{GT^2}$ wordt $m_\Pi = \frac{\lambda^3}{GT^2}$;

η) getijdekrachten $F_T = \frac{2GMmR}{r^3}$ wordt $\frac{Gm_\Pi^2 \lambda}{\lambda^3}$ = F = $\frac{Gm_\Pi^2}{\lambda^2}$;

ϑ) gravitationele potentiële energie $U(r) = -\frac{GMm}{r}$ wordt $\frac{Gm_\Pi^2}{\lambda} = N_\Pi$ (cf. 7.6.9.1.) ;

ι) compressieve spanning $S = \frac{2}{3}\pi G \rho^2 R^2$ wordt $G\rho^2\lambda^2$= P-druk (3.10.5.). Cf. “compressive stress S” en “the stress energy tensor (SET), describing all these curvatureproducing quantities.” [Ib. , p. 355 en C. Barceló e.a., Sci. Am. oktober 2009, pp. 20 – 27.].

κ) Gravitatie – energie - $\phi_g = \frac{GM}{R} m_P$ [J. Bleeker, Planetarium 1980- 1981, pp. 114 – 134.] wordt $\frac{Gm_\Pi^2}{\lambda} = N_\Pi$, cf. $E_{rot} = N_\Pi$ (App. X.3.). De per energiedissipatie bijhorende temperatuur $\frac{3}{2}kT = -\phi_g \rightarrow T =$ ... Kelvin [Ib.] bevestigt de equivalenties $E = kT = N_\Pi$ (7.6.7.).
De equatie frequentie-energie $N_\Pi = kT$- temperatuur emergeert uit “aangezien temperatuur en trillingen hetzelfde zijn” [Bob Henderson, New. Sci., januari 2019, pp. 44 – 48.].
λ) Jeanslengte bij gravitatie-instabiliteit $R_j = (\gamma RT/\mu\rho G)^{1/2}$ [E. van den Heuvel, o.c., pp. 183 en 239.] wordt $(N_\Pi/m_\Pi \rho G)^{1/2} = \lambda$ (cf. 7.6.7.4. voor gasconstante en $RT = N_\Pi$).
‘Wereldstraal’ (7.6.12.7.1.), Schwarzschildradius of gravitatiestraal (7.6.12.5.1.), Comptonstraal, Bohrstraal en Plancklengte coïncideren (7.6.11.1.).

μ) De bijhorende Jeansmassa $M_j = (\gamma RT/\mu G)^{3/2}/\rho^{1/2}$ [Ib. en Hubert Reeves, Planetarium 1981 – 1982, pp. 34 – 47] wordt $(N_\Pi/m_\Pi G)^{3/2}/\rho^{1/2} = m_\Pi$.

7.6.12.9. Gausscoördinaten $g_{\mu\nu}$, relativistische gravitatieconstante k of $\kappa = \frac{G}{c^4}$, ijkdeeltje der relativiteitstheorie, oppervlaktegravitatie κ van het zwarte gat als maat van de gravitatieveldsterkte [A. Einstein, o.c., pp. 59 – 67, 110 ; C.-F. von Weiszäcker, o.c., pp. 480 en 649; L. Infeld in o.c., P.A. Schilpp (Hrsgb.), p. 185 ; S. Hawking & R. Penrose, o.c., pp. 36 – 37 en59.] wordt informatietheoretisch geünificeerd tot graviton $(\lambda T) = \frac{G}{\Pi_A^4} = \frac{1}{F} = \frac{1}{QE}$ (5.5., 7.1.2.-4., 7.1.3.3.3., 7.1.3.7. ff., 7.6.12.7., App. VIII). Alias metrisch ruimtetijdquantum of

gravitatiequantum (App. IX.2.) : “Gravity is quantized on the Planck scale” [Tim Folger, Sci. Am. april 2019, pp. 42 – 49.] De variabiliteit volgt uit covariantie (App. VII) : “, daß dann κ umgekehrt proportional zur Zeit abnimmt.” [C.-F. von Weiszäcker, o.c., p.485 over Dirac en Jordan.].

7.6.12.10. De Hartle-Hawking “no boundary-“ of onbegrensdheidsthese [S. Hawking, o.c., pp. 173 – 179; S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 100.] coïncideert met het asymptotische karakter van t_0 en t_Ω (5.2.1., 7.1.3.6.1., 7.6., App. VII.4.).

7.6.12.11. In T-superpositie coëxisteren ruimtetijden, ergo gravitatievelden (4.ff., 7.6.5.1.) [CF. Tim Folger, Sci. Am. april 2019, pp. 42 – 49: “spacetime superposition … different spacetimes would coexist … different gravitational fields.”]. Het Π-golfpakket inhereert gravitatieveld(en) (7.1.3.7.4., App. VII.5.). “… dat die de grondtoestandsgolffunctie is voor een harmonische oscillator met de frequentie van de zwaartekrachtsgolven” (cf. § 4.3. en noot 6), “Quantumexcitaties van de zwaartekrachtmodi produceren hoekschommelingen in de microgolfachtergrondstraling waarvan de amplitude gelijk is aan de uitdijingssnelheid (in Planck-eenheden)” [S.Hawking en R. Penrose, o.c., pp. 116 en 118; Experimentele Natuurkunde Ic, p. 23 : “de trillingssnelheid evenredig is met de amplitude.”]. Dit verwijst naar de equatie maximumamplitude Π_A = golfsnelheid Π_A(1.13.3., 3.3.) met de Π_A-klasse als modus van het golfpakket (App. X.7.). Hoekschommelingen betreffen de lokale spiegelingen tussen Π-klassen doorheen de t-evolutie (2.7.2.).

7.7. Het Π-golfpakket is een draagveld voor informatie. Het is zelfdragend en autarkisch (4.3.,7.0.2.1.). Daar geen reductie van het golfpakket plaatsvindt is het Π-systeem onafhankelijk van externe observatie [Cf. Thomas Hertog, OAM 2002/4, pp. 421 – 447 : “ geen … externe observatie … . In de no boundary-som (§7.6.12.10.) is het universum een volledig op zichzelf staand systeem.”]; alle informatie wordt bewaard (1.12.2.). Een superpositietoestand is invarianter dan het gerealiseerde individuele geval [NOOT 27]. Het Π-veld is zelfmetend. Een systeem dat zichzelf meet is invarianter dan een systeem gemeten door een waarnemer [NOOT 28]. Het betreft een interactievrije meting [NOOT 29]. Het metingsproces is identisch met de dynamische tijdsevolutie van de Π-superpositie, i.e. de automatische overgang van zuivere toestand naar mengsel. Dit gebeurt geleidelijk, zonder collaps of reductie van potentialiteit naar facticiteit. Het Π-ensemble meet zichzelf.
De meting markeert enkel de ingrediënten van het mengsel [NOOT 30]. Het betreft een spontane quantummeting [NOOT 31] met behoud van alle toestanden en informatiewinst. Het kan beschreven als zwaartekrachtdecoherentie (5.2.2.), waarbij de superpositie zich nog uitbreidt.

7.7.1. Als behouden rijk der potentia levert het Π-systeem informatiewinst o.v.v. m_Π. De overgang van individuele sequensen naar ensembles vervangt micro-informatie met oneindige precisie door een rijkere statistische beschrijving. Dit congrueert met de transitie van exacte punt-kennis naar het eindige informatievenster van een lijnstuk bij niet-lokaliteit (1.5.) [NOOT 32]. De ensemblevorming geschiedt op vier niveau's :

- bits in een w-sequens ;
- w-sequensen in een Π-klasse ;
- Π-klassen in een Π-golfpakket ;
- Π-golfpakketten in T-superpositie.

De informatiestijging $m_\Pi \gg H$ illustreert de tegenstelling tot de lokale, puntprecieze klassieke informatietheorie [NOOT 33].

7.8. Het Π-golfpakket is een waarschijnlijkheidsverdeling, die deterministisch evolueert naar de trillingsleer en de kombinatierekening (cf. 1.20.6.). Het is een mogelijkheidsveld bij uitgestelde beslissing met oneindig regres [NOOT 34]. Een "opwaartse" genese kan opgesteld. Overgang van mogelijk naar faktisch vernietigt T-superpositie. Fixatie van een heden breekt de tijdssymmetrie van een nunc aeternum tot onderscheiden verleden en toekomst. Een retrograad vastgelegd verleden ontbeert ontische betekenis. "Neerwaartse" causaliteit vigeert [NOOT 35]. De φ_0-situatie met hoge potentiaal (cf.1.20.4.) is een tijdelijke afwijking van het evenwicht. Een quantumfluctuatie die evolutionair uitvlakt [NOOT 36]. Onaftelbaar repetitief biedt de $\varphi_0 - \Pi_{1,0}$-configuratie bij maximale incidentie een oneindig aantal genererende basisverdelingen (3.13.2.,4.3.-4.,4.7.2.).

7.9. Het Π-proces is een omvattende quantumfluctuatie, die deeltje- antideeltjesparen creëert. Het is een energetische nuloperatie [NOOT 37].De Π-evolutie wordt genormeerd door behoudswetten en constanten: h= 1 (3.1.1.), $H\lambda = 1$ en $N_\Pi T = 1$ (3.9.1.), de probabilistische unitariteit (1.12.1.) annex niet-collaps van het golfpakket (2.) en een algemene nulspininstelling. (1.9.1., 2.3.1.).

<u>NOTEN</u>

1. Cf. John B. Pendry & David R. Smith, Sci. Am. july 2006, pp. 42 – 49 voor lineaire beweging ("back and forth") van elektronen door een elektrisch veld en circulaire ("rotation") door een magnetisch veld. Cf. H. Genz, o.c., p. 330 voor de Lorentzgroep i.v.m. de Maxwellvergelijkingen van het elektromagnetisme.
2. Jozef T. Devreese, " Standaard der Letteren", DS 12 – 13 /5/1990, p. 3 ;

Prisma van de Natuurkunde, p. 68.

3. Cf. “ Fundamentals of Physics”, p. 954*: “ Relativity can be developed – with exactly the same results – without reference to light”.

4. H. Genz, o.c., pp. 314 en 328.

5. Cf. Charles H. Lineweaver & Tamara M. Davis, Sci. Am. march 2005, pp. 24 – 33 i.v.m. recessiesnelheid.

6. Lee Smolin, Sci.Am. jan. 2004, pp. 56 -65; cf. “ conversation with Brian Greene”, Sci. Am. nov. 2003, pp. 48 – 53.

7. Cf. I. Prigogine & I. Stengers : “ Dialog mit der Natur”, pp. 208 – 209 en 270 – 271; “Orde uit Chaos”, pp. 298 – 299; “Entre le Temps et l’ Éternité”, p. 115 ; I. Prigogine, “ Vom Sein zum Werden”, p. 255: “ verschiebt das System “gleichförmig” in Richtung der Zukunft”; John Gribbin, o.c., pp. 286 – 287; Prisma van de Natuurkunde, p. 53: “ ... het verlaten van de gang naar evenwicht ... kent een minimale waarschijnlijkheid” i.v.m. het $\mathscr{H}$-theoreem (1.20.2.-3.).

8. Mössbauereffect, cf. : “The Feynman Lectures on Physics”, II – 42 -9/11 ; Isaac Asimov, “De moderne natuurwetenschappen” 2, p.67 (=Prisma 914); “ Sesam Atlas van de astronomie, p. 207; Pedro Ferreira, New Scientist okt. 2015, pp. 30 – 37; Charles H. Lineweaver & Tamara M. Davis, Sci. Am. march 2005, pp. 24 – 33; Theodore A. Jacobson & Renaud Parentani, Sci. Am. dec. 2005, pp. 48 – 55.

9. Cf. Paul Davies, “The Edge of Infinity”, pp. 147 -150; Heinz R. Pagels, “ Perfect symmetry”, pp. 82f. ; George F.R. Ellis, Sci. Am. aug. 2011, pp. 18 – 23.

10. Theodore A. Jacobson & Renaud Parentani, Sci. Am. dec. 2005, pp. 48 – 55 : citaat in §5.5.1, noot 25.

11. Cf. N. De Kort en H. van der Laan, “ Teleac, Moderne Sterrenkunde”, pp. 50, 288 en 361.

11.B. Lawrence H. Ford & Thomas A. Roman, Sci. Am. jan. 2000, pp. 30 – 37; citaat Lawrence M. Krauss in DS Magazine 20 – 11 – 1998, p. 8 ; Thomas Hertog, Karakter 56/2016, pp. 9- 11, “Rimpelingen van het Ruimteweefsel”.

11.C. Lawrence M. Krauss, Sci. Am. sept. 2015 , pp. 40 – 45; Walter Isaacson, Sci. Am. sept. 2015, pp. 28 – 35 ; Bernulf Kanitscheider, o.c., pp. 147, 155 en 163; Lawrence M. Krauss & Michael S. Turner, Sci. Am. Sept. 2004, pp. 52 – 59.

11.D. Carlos Barceló, Stefano Liberati, Sebastiano Sonego & Matt Visser, Sci. Am. oct. 2009, pp. 20 – 27; R. Penrose, o.c., p. 205.

11.E. Andrew Robinson, “ Einstein”, pp. 103 – 106; Ilya Prigogine, “ Het einde van de zekerheden”, p. 157; George Musser, Sci. Am. sept. 2004, pp. 88 – 91.

11.F. G. ‘t Hooft, o.c., pp. 82 – 83.

12. Cf. J. Sanet, Sci. Am. aug. 209, pp. 5 – 6 : “ light decelerates over time”.

13. Cf. Paul Davies, “ The Edge of Infinity”, pp. 60 en 67; Stephen Hawking, o.c. , p. 50; Hubert Reeves, “ De evolutie van het Heelal”, p. 175; W.M. Itano & N.F. Ramsey, Sci. Am. july 1993, pp. 46 – 53: “ The difference in gravitational potential causes time to pass more quickly high in the atmosphere than it does on the surface”; Leonard Susskind, Sci. Am. april 1997, pp. 40 – 45; E. Guéron, Sci. Am. august 2009, pp. 26 – 33: “ time passes more slowly in a strong gravitational field”; J. Bernstein, Sci. Am. june 1996, pp. 68 – 72: “ Time vanishes and space becomes infinite” ; Madhusree Mukerjee, Sci. Am. june 1994, p. 8 : “ … time stretches out …”; Ans Hekkenberg, Kijk 12/2014, pp. 18 – 21 (over J. Senovilla, B. Freivogel & S. Leichenauer): “ De tijd zelf vertraagt … de tijd stopt” ; Cl. A. Pickover, “ Het Natuurkundeboek”, p. 134: “ Het einde van de tijd”; D. Draulans, Knack 8 – 12 – 2004, p. 63 en 6 – 2 – 2008, p. 52 : “ …omdat de tijd aan het vertragen is … dat de tijd ooit stopt … de tijd verdween; ook tijd wordt relatief op de schaal van het allerkleinste: een seconde duurt in attoland langer dan de leeftijd van het heelal voor ons”.

14. Bernulf Kanitscheider, o.c., pp. 141 – 149.

15. Cf. I. Prigogine & I. Stengers: “ Dialog mit der Natur”, pp. 185 – 186; “ Orde uit Chaos”, pp. 209 – 213.

16. I. Prigogine & I. Stengers, “ Entre le Temps et l’ Éternité, p. 210, fig A- III2; S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 117, fig 5.10.

17. Cf. G. Musser, Sci. Am. july 2003, p. 12: “ … gravity switches from being an attractive force to a repulsive force”; J. Horgan, Sci. Am. oct. 1990, p. 77 : “(False vacuum,) in which gravity becomes a repulsive rather than an attractive force”; Charles Q. Choi; Sci. Am oct. 2007, pp. 13 – 14 : “ Another way to evade a singularity could be the intrinsic nature of spacetime ... loop quantum gravity … [citeert Martin Bojowald] … at extremely tiny scales, spacetime can become repulsive”.

18. Cf. Heinz Pagels, “ Perfect Symmetry”, p. 73 (over Hawkingstraling) : “ its intensity is miniscule”.

19. Paul Davies, “ The Edge of infinity”, pp. 90 – 91 : “ ... gravitational collapse may also be prevented when a star has shrunk down to submicroscopic dimensions, and quantum theory starts to play a role. The size of the quantum energy uncertainty increases as the scale of distances decreases”.

20. Cf. Rolf Ent, Thomas Ullrich & Raju Venugopalan, Sci. Am. may 2015, pp. 34 – 39 ; Juan Maldacena, Sci. Am. nov. 2005, pp. 32 – 39.

21. S. Ortoli & J.P. Pharabod, " De oplosbare vis en andere paradoxen", pp. 39, 51 – 52 en 75 – 79.

22. Cf. Jan Ambjørn e.a., Sci. Am. july 2008, pp. 24 – 31, i.c. 29 – 31 .

23. Cf. Graham P. Collins, Sci. Am. july 2004, pp. 76 – 77 : " the Ricci flow is related to the renormalization group … is like a microscope for looking at a manifold at a chosen magnification". Cf. § 2.9.1. en 2.9.3. voor renormeerbaarheid.

24. Cf. Rudy Rucker, " De 4de Dimensie " , p. 94 : " als ether vlak is , ziet het eruit als lege ruimte, als het scherp gebogen is, ziet het eruit als materie".

25. Cf. B. Kanitscheider, o.c., pp. 140 – 141 : " ... neue Absolutobjekte, nämlich .... die Krümmung der Raumzeit" ; Lawrence Krauss, " Universum uit het niets", p. 203: " ... algemeen-relativistische beschouwingen, waarbij het labelen van punten in ruimte en tijd volslagen arbitrair wordt .... uiteindelijk volledig wordt bepaald door geometrische grootheden zoals kromming, die onafhankelijk van al zulke labelingsschema's blijken te zijn" ; Willem Tobin, Sci. Am. july 1998, pp. 56 – 57 : "its (G.TH.R.) inertial frames ... but within them rotation is absolute".

26. Cf. Albert Einstein, "Relativiteit", pp. 65 – 67 : " ... klokken die willekeurig en desnoods onregelmatig lopen".

27. Leo Apostel in F. Verbeure & L. Apostel, red., "Wetenschap en Filosofie, Verwijdering of Ontmoeting", uitg. Pelckmans, Kapellen 1994, p. 281; cf. M. Tegmark, Sci. Am. May 2003, pp. 30 – 41 : " the set of all solutions is simpler than a specific solution".

28. Cf. Barry Van Der Meer, Kijk 10/2012, pp. 14 – 23 :" als je niet kijkt houden superposities van deeltjes stand/ Pas bij een meting neemt een object een klassieke toestand aan"; cf. Jacob Aaron, New Scientist nr 26, okt. 2015, pp. 38 – 40.

29. Cf. Paul Kwiat, Harald Weinfurter & Anton Zeilinger, Sci. Am. nov. 1996, pp. 52 – 58 : " interaction free measurement"; Nick Herbert, o.c., pp. 214, 228 en 253f.: "Renninger Messung".

30. I. Prigogine & I. Stengers, " Entre le Temps et l' Éternité", p.145; I. Prigogine, "Het einde van de zekerheden", pp. 46 en 132.

31. Cf. S. Hawking & R. Penrose, Sci. Am. july 1996, pp. 44 – 49 ; I Prigogine en I. Stengers, zie noot 30, pp. 135 , 137 en 145; I. Prigogine , zie noot 30, p. 133; S. Hawking & R. Penrose, o.c., p. 84.

32. I. Prigogine & I. Stengers, zie noot 30, pp. 106 ; I. Prigogine , zie noot 30, pp. 33 - 39.

33. Cf. m.m. G. 't Hooft, o.c. p. 205 en R. Siebelink & W. Troost, OAM 97/3 , p. 357 voor versmeerdheid in de snarentheorie.

34. Cf. E.P. Fischer, " Eine verschränkte Welt", Mannheimer Forum 87/88, Boehringer-Mannheim, " Ein Panorama der Naturwissenschaften", pp. 92 – 96 : " verzögerte Entscheidung" ; John Gribbin, o.c., pp. 228 – 230.

35. George Ellis, pace Discovery Channel, " Through the wormhole": 'top to bottom causality' ; cf. S. Hawking & Leonard Mlodinov, Sci. Am. (NL) nov. – dec. 2010, pp. 26 – 30 : " Volgens de quantummechanica is het verleden net als de toekomst onbepaald, en bestaat alleen als een spectrum van waarschijnlijkheden".

36. Cf. John Gribbin, o.c., pp. 286 – 288.

37. Cf. S. Hawking & R. Penrose, .o.c., pp. 67 – 68 : " … dat paarsgewijze schepping een proces is met nulenergie".

APPENDIX I

I.1. De Shannon-entropie of complexiteit $H = -\sum_{n} p_n \, ld \, p_n$ kan equivalent geformuleerd als

$H = ld\ W$ naar de Boltzmann- entropie $S = k \ln W$ (in een natuurlijk systeem geldt de Boltzmannconstante $k = 1$). W geldt het aantal microscopische sequensconfiguraties of permutaties binnen de macroscopische bit-waarde. H geldt als totale reductie van het W-mogelijkheidsveld, i.e. symmetriebreuk. Als facticiteit geeft ze de hoeveelheid gerealiseerde informatiemassa m aan. In de evolutie verschijnen exponentieel hogere H-waarden naar $y = 2^x$ (waarbij $x \in \mathbb{Z}^+$). De exponenten geven de discrete tijdstrap t_x aan, zodat geldt $H = 2^t$. Het aantal permutaties volgt $W = 2^H$.

I.2. De maximale complexiteit luidt $H_{max} = HW$. Zij beschrijft de ongereduceerde informatiepotentiaal in bits. In vergelijking met de H-entropie duidt ze op de gemaximaliseerde entropie van het W-mogelijkheidsveld. Er geldt $H_{max} = 2^{H+t}$

I.3. Uit de equiprobabiliteit der W-permutaties volgt hun individuele waarschijnlijkheid

$p_n = \frac{1}{W}$.

I.4. De reductie van H_{max} tot H wordt beheerst door de thermische efficiëntie

$e = \frac{H}{H_{max}} = H_{max} - \frac{H_{max} - \mathcal{N}}{H_{max}}$ met de neginformatie $\mathcal{N} = H_{max} - H$ als uitgestoten bits.

I.4.1. Deze reductie kan eveneens beschreven als overgang van het W-aantal permutaties tot één faktische sequens. Er geldt dezelfde transformatiefactor e daar $\frac{H}{H_{max}} = e = \frac{1}{W}$. Bijgevolg geldt

$e = p_n$ (I.3.) en $e = 2^{-H}$.

I.5. De entropie $H = ld\ W$ kan geherformuleerd als $H = \frac{H_{max}}{W}$, thermodynamisch analoog met het quotiënt van (toegevoegde) warmte H_{max} over (absolute) temperatuur W (naar $(d)S = \frac{(d)Q}{T}$).

I.6. De performantiecoëfficiënt $K = \frac{\mathcal{N}}{H}$ is de verhouding tussen afgevoerde complexiteit en gerealiseerde informatie.

I.7. De redundantie R = $\frac{H_{max} - H}{H_{max}}$ = 1 - $\frac{H}{H_{max}}$ = $\frac{\mathcal{N}}{H_{max}}$ (alias organisatiegraad naar H. Von Foerster : Gordon Pask , Communication & Cognition, Vol. 23, Nr 2/3 , 1990, pp. 125 - 140) is de afgevoerde fractie der maximale complexiteit. Uit R = 1 - $\frac{H}{H_{max}}$ = 1 – e (I.4.) volgt de complementariteit e + R = 1.

I.7.1. Naar haar waarden (zie tabel 1) is R te herschrijven in de vorm van een binaire rij :

$R_0 = 2^{-1}$, $R_1 = 2^{-1} + 2^{-2}$, $R_2 = 2^{-1} + 2^{-2} + 2^{-3} + 2^{-4}$ enz. Zodoende geldt R = $\sum_{n=2^0}^{n=2^t} 2^{-n}$.

De R-differentie luidt $\Delta R_{x \to x+1} = \frac{R_x}{W_x} = R_x e_x$.

I.8. Tabel 1:

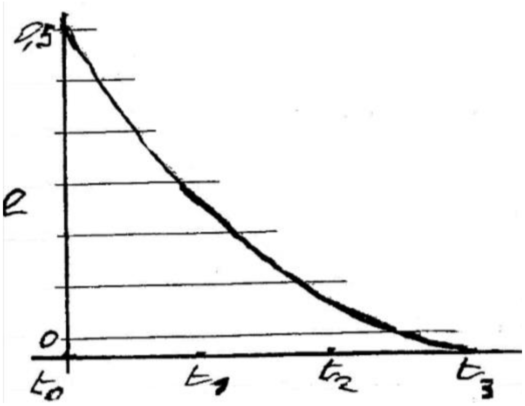
t	H	W	H_{max}	R
t_0	$1 = 2^0$	$2 = 2^1$	$2 = 2^1$	$\frac{1}{2} = 0{,}5 = 2^{-1}$
t_1	$2 = 2^1$	$4 = 2^2$	$8 = 2^3$	$\frac{3}{4} = 0{,}75 = 2^{-1} + 2^{-2}$
t_2	$4 = 2^2$	$16 = 2^4$	$64 = 2^6$	$\frac{15}{16} = 0{,}9375 = 2^{-1} + 2^{-2} + 2^{-3} + 2^{-4}$
t_3	$8 = 2^3$	$256 = 2^8$	$2.048 = 2^{11}$	$\frac{255}{256}$ = 0,9960938 = …
t_4	$16 = 2^4$	$65.536 = 2^{16}$	$1.048.576 = 2^{20}$	$\frac{65.535}{65.536}$ = 0,9999847 = …
t_5	$32 = 2^5$	$4.294.967.296 = 2^{32}$	$1{,}3744.10^{11} = 2^{37}$	$\frac{2^{32} - 1}{2^{32}}$ = 0,9999998 = …

t	$\underset{x \to x+1}{\Delta R}$ (=eR)	$\mathcal{N}$	e = p_n	K
t_0	0,25 = 2^{-2}	1	$\frac{1}{2}$ = 0,5 = 2^{-1}	1
t_1	0,1875 = $2^{-3} + 2^{-4}$	6	$\frac{1}{4}$ = 0,25 = 2^{-2}	3
t_2	0,0585938 = $2^{-5} + 2^{-6} + 2^{-7} + 2^{-8}$	60	$\frac{1}{16}$ = 0 ,0625 = 2^{-4}	15
t_3	0,0038909 = …	2.040	$\frac{1}{256}$ = 0,0039063 = 2^{-8}	255
t_4	0,0000151 = …	1.048.560	$\frac{1}{65.536}$ = 0,0000153 = 2^{-16}	65.535
t_5	2,3283.10^{-10} = …	$2^{37} - 32$	$\frac{1}{2^{32}}$ = 2^{-32}	$2^{32} - 1$

I.9. Equiprobabiliteit genereert witte ruis met exponentieel verval der waarschijnlijkheden

$p_n = 2^{-H}$. Naar de definitie der statistische informatietheorie heeft een volkomen willekeurige sequens de hoogste informatiewaarde. De temporeel niet-gecorreleerde informatiestroom laat geen patronen emergeren Er is geen causaal verband tussen opeenvolgende tijdstrappen.

Grafisch :



APPENDIX II

II.1. Het klassieke informatiesysteem en het Π_μ-theoreem kunnen formeel verbonden :

$$W = \frac{\sum_n c_n \Pi_n}{\Pi_\mu} \quad ; \qquad e = \frac{\Pi_\mu}{\sum_n c_n \Pi_n} \quad ; \qquad K = \frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \quad ;$$

$$R = \frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\sum_n c_n \Pi_n} \quad ; \qquad \mathcal{N} = KH = \left(\frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) H \quad .$$

II.2. De $\mathcal{N}$-formulering is hybride , daar zij buiten Π_μ-termen ook H omvat :

$$H = \frac{1}{\lambda} = m_\Pi \Pi_A \quad .$$

II.3. Dit laat toe, de die systemen (klassiek, Π_μ en golfleer) te verbinden :

$$\mathcal{N} = \left(\frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) m_\Pi \Pi_A \quad ; \qquad \Pi_A = \frac{\mathcal{N}}{\left(\frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) m_\Pi} = \frac{\mathcal{N}}{K m_\Pi} \quad ;$$

$$m_\Pi = \frac{\mathcal{N}}{\left(\frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) \Pi_A} = \frac{\mathcal{N}}{K \Pi_A} \quad ;$$

$$H = \mathrm{ld}W = \mathrm{ld}\frac{\sum_n c_n \Pi_n}{\Pi_\mu} = \frac{\mathcal{N}}{K} = \frac{\mathcal{N}}{\left(\frac{\sum_n c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right)} = m_\Pi \Pi_A = \frac{\mathcal{N}^2}{K^2 \Pi_A m_\Pi} \quad ;$$

$$H_{max} = HW = \left[ld \frac{\sum\limits_{n} c_n \Pi_n}{\Pi_\mu} \right] \frac{\sum\limits_{n} c_n \Pi_n}{\Pi_\mu}$$

$$= \boldsymbol{\mathcal{N}} + H = KH + H = \left(\frac{\sum\limits_{n} c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) m_\Pi \Pi_A + (m_\Pi \Pi_A)$$

$$= HW = \frac{\boldsymbol{\mathcal{N}}^2 W}{K^2 \, m_\Pi \, \Pi_A} \quad ;$$

$$\lambda = \frac{1}{H} = \frac{K}{\boldsymbol{\mathcal{N}}} \quad ;$$

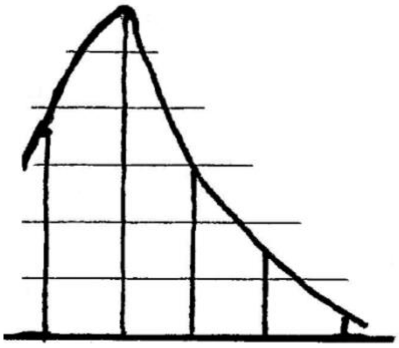
$$N_\Pi = H \Pi_A = \left[\frac{\boldsymbol{\mathcal{N}}}{\left(\frac{\sum\limits_{n} c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right)} \right] \left[\frac{\boldsymbol{\mathcal{N}}}{\left(\frac{\sum\limits_{n} c_n \Pi_n - \Pi_\mu}{\Pi_\mu} \right) m_\Pi} \right] = \frac{\boldsymbol{\mathcal{N}}^2}{K^2 m_\Pi} \quad ;$$

$$T = \frac{1}{N_\Pi} = \frac{K^2 m_\Pi}{\boldsymbol{\mathcal{N}}^2} \quad .$$

APPENDIX III

De combinatie van de grafiek met exponentieel e-verval (App. I.9.) met de

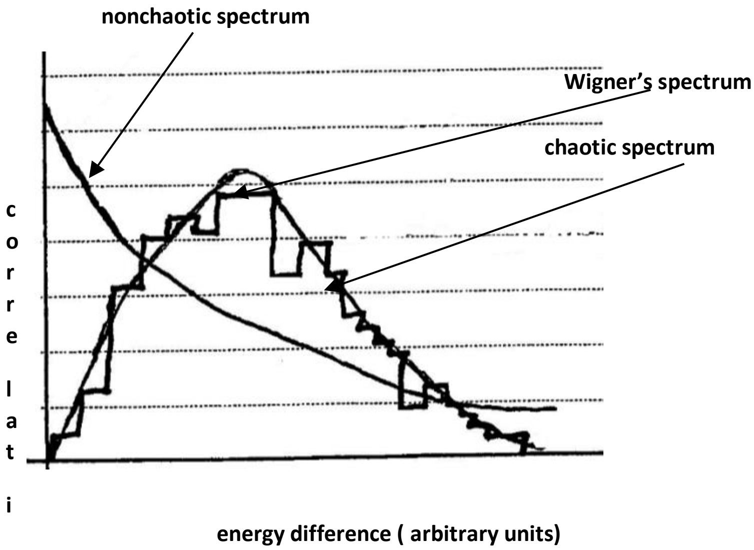
Π-naaldkrommen (1.13.) annex diachrone ontwikkeling (1.13.2.), -bv. bij t_3



levert verrassende parallellen op met quantumchaos (Martin C. Gutzwiller, Sci. Am. Jan. 1992,

pp. 26 – 32). We citeren :" in a nonchaotic quantum system the energy levels are distributed randomly and without correlation, whereas the energy levels of a chaotic quantum system exhibit strong correlation … try to keep a safe distance … seem to be aware of one another … randomly, but when the data are analyzed according to Fourier analysis, a distinct pattern emerges."

Dit reflecteert volledig in het Π-systeem. Het vergelijkbare spectrum van een chaotisch quantumsysteem is de " Wigner's distributie" :



De overeenkomst is treffend.

APPENDIX IV

IV.1. De ampère is de stroom die een kracht van x newton per meter produceert

[NOOT 1]. Stroomsterkte I in ampère A = $\frac{N}{m}$ wordt $I = \frac{F}{\lambda} = 1$ / 8 /48 /320 /2.304 / 17.408 / 135.168.

Er geldt $A = \frac{N_\Pi}{\lambda^2} = \frac{N_\Pi^3}{\Pi_A^2}$ $(\approx \frac{h\nu^3}{c^2})$.

IV.2. Lading Q in coulomb $C = A.s$ wordt $Q = A.T = 1$ / 4 / 16 / 64 /256 / 1.024 / 4096 = $2^0/2^2/2^4/2^6$ $/2^8/2^{10}/2^{12}$.

Er gelden $Q = H^2 = N_\Pi . m_\Pi = \frac{H}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^2} = \frac{m_\Pi}{T}$.

IV.3. Potentiaalverschil – potentiaalverval – emk – spanning – elektrische potentiaal

$\mathcal{E} = \frac{W(att)}{A}$ of $V = (-)\frac{W(ork)}{Q}$ in volt V wordt $\mathcal{E} = \frac{P}{A} = \frac{N_\Pi}{Q}$ = 1 / 0,5 / 0,1875 / 0,078125 / 0,0351563 / 0,0166016 / 0,0080566 .

Er gelden $V = \frac{1}{m_\Pi} = \lambda^2 . N_\Pi = \frac{\lambda^2}{T}$.

IV.4. Weerstand $R = \frac{V}{I}$ in ohm $\Omega = \frac{V}{A}$ wordt

$\Omega = \frac{V}{A}$ = 1 / 0,0625 / 0,0039063 / 0,0002441 / 0,0000153 / 0,000001 / $5{,}9605.10^{-8}$

= $2^0/2^{-4}/2^{-8}/2^{-12}$ $/2^{-16}/2^{-20}/2^{-24}$.

IV.5. Geleidbaarheid Y in siemens S = $\frac{A}{V}$ wordt Y = $2^0/2^4/2^8/2^{12}$ $/2^{16}/2^{20}/2^{24}$.

Er gelden $Y = C^2 = H^4$.

IV.6. Elektrische veldsterkte $E = \frac{F}{Q}$ in $\frac{V}{m}$ wordt $E = \frac{V}{\lambda}$ = 1 / 1 / 0,75 / 0,625 / 0,5625 / 0,532512 / 0,5156224 = Π_A, de golfsnelheid, - beide vectoren. Er geldt $\frac{E}{V}$ = H = $\frac{1}{\lambda}$.

IV.7. Capaciteit C in farad $F = \frac{A.s}{V} = \frac{Coulomb}{V}$ wordt C = 1 / 8 / 85,333333 / 819,2 / 7.281,7674 / 61.680,802 / 508.403,05 . Er geldt $\frac{I}{C} = E^2$ en $C = \frac{N_\Pi}{\frac{1}{m_\Pi^2}}$ [NOOT 2].

IV.8. Magnetische flux Φ_B in weber $Wb = V.s$ wordt

Φ_B = 1 / 0,25 / 0,0625 / 0,015625 / 0,0039063 / 0,0009766 / 0,0002441

= $2^0/2^{-2}/2^{-4}/2^{-6}$ $/2^{-8}/2^{-10}/2^{-12}$.

Er geldt $\Phi_B = \lambda^2 = V.T$.

IV.8.1. $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ als fluxquantum [Nature communications, Menghan Liao e.a., Google 17-3-2022] wordt $\Phi_B = \frac{1}{Q}$.

IV.9. Inductie L in henry $\mathcal{H} = \frac{Wb}{A} = \frac{V.s}{A}$ wordt L = 1 / 0,03125 / 0,0013021 / 0,0000488 / 0,0000017 / 5,6098 . 10^{-8} / 1,8062 . 10^{-9}. Er gelden $L = \frac{\mathcal{E}}{\frac{I}{T}}$ en $\Phi_B = L\,I$.

IV.10. Magnetische fluxdichtheid of magnetische inductie

B in tesla T = $\frac{Wb}{m^2} = \frac{N}{A.m} = \frac{N}{C.\frac{m}{s}} = \frac{N.s}{C.m} = \frac{kg}{C.s}$ [NOOT 3]wordt B = 1 / 1 / 1 / 1 / 1 / 1 / 1.

Er geldt $\frac{E}{B} = \Pi_A$ [NOOT 4]. B=1 is een constante in de Π-evolutie (App. VI).

Op de Π-schaal is ze steeds maximaal en houdt magnetische polarisatie in.

IV.11. Magnetische veldsterkte $H_B = \frac{A}{m} \left(= \frac{N}{m^2}\right)$ wordt H_B = 1 / 16 / 192 / 2.560 / 36.864 / 557.056 / 8.650.752 . Er geldt $H_B = \frac{N_\Pi}{\lambda^3} = \rho_E - \text{energiedichtheid}$

= P-druk (3.10.5.,3.10.7.).

IV.12. Permeabiliteit $\mu_0 = \frac{\mathcal{H}}{m} = NA^{-2} = WbA^{-1}m^{-1} =$ T $.\frac{m}{A}$ wordt μ_0 = 1 / 0,0625 / 0,0052083 / 0,0003906 / 0,0000271 / 0,0000018 / 0,0000001 = $\frac{1}{H_B}$.

Er geldt $\mu_0 = \frac{\Phi_B}{F}$.

IV.13. Permittiviteit $\varepsilon_0 = \frac{F(arad)}{m} = \frac{C^2}{N.m^2} = \frac{C}{V.m}$ wordt ε_0= 1 / 16 / 341,33333 / 6.553,6 / 116.508,28 / 1.973.785,7 / 32.537.795 = ρ-dichtheid (3.10.6.). Er gelden $H_B = \varepsilon_0 \Pi_A^2$ [NOOT 5], golfsnelheid $\Pi_A = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ [NOOT 6] en impuls $H = \frac{\varepsilon_0}{C(apaciteit)}$.

De brekingsindex i (3.10.8.) verschijnt als i = $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ naar fysisch n = $\pm\sqrt{\varepsilon\mu}$ [NOOT 7].

IV.14. Elektrische verplaatsing of elektrische fluxdichtheid $D = \varepsilon_0 E$ [NOOT 8] wordt

D = $2^0/2^4/2^8/2^{12}/2^{16}/2^{20}/2^{24}$= Y. Er gelden $\frac{Y}{H_B} = i =$ breking, torsie met $Y = \sigma$ (elektrische polarisatie-eenheid) en $Y.E = H_B$.

IV.15. Ladingsdichtheid [NOOT 9] :

$\rho = Cm^{-3}$ wordt $\rho = C.\lambda^{-3}$ = $2^0/2^5/2^{10}/2^{15}$ $/2^{20}/2^{25}/2^{30}$;

$\sigma = Cm^{-2}$ wordt $\sigma = C.\lambda^{-2}$ = $2^0/2^4/2^8/2^{12}$ $/2^{16}/2^{20}/2^{24}$ = D = Y;

$\lambda = Cm^{-1}$ wordt $\lambda = C.\lambda^{-1}$ = $2^0/2^3/2^6/2^9$ $/2^{12}/2^{15}/2^{18}$ = $\frac{H_B}{N_\Pi}$.

IV.16. Elektrische stroomdichtheid j = $\frac{A}{m^2}(= \varepsilon_0(\frac{dE}{dt})$ [NOOT 10] $)$ wordt

j = $\frac{A}{\lambda^2} = \varepsilon_0(\frac{\Pi_A}{T})$ 1 / 32 / 768 / 20.480 / 589.824 / /17.825792 / 5,5365.10^8 .

IV. 17. De flux van het elektrische veld $\Phi_E = \frac{Nm^2}{C} = E.m^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0}$ [NOOT 11] wordt

$\Phi_E = E.\lambda^2 =$ 1 / 0,25 / 0,046875 / 0,0097656 / 0,0021973 / 0,0005188 / 0,0001259. Er gelden $\Phi_E = V.\lambda$ [NOOT 12] en $\Phi_E = \frac{\lambda^3}{T} = \lambda^2.\Pi_A$.

IV. 18. Kruisrelaties kunnen opgesteld, e.g. :

α - magnetische flux x magnetische veldsterkte $\Phi H_B = F -$kracht .

β - Elektrische veldsterkte ÷ spanning : $\frac{E}{V} =$ H-impuls .

γ - Capaciteit ÷ lading : $\frac{C}{Q} = m_\Pi$ - massa .

Bij Q = H^2 geldt C = $H^2 m_\Pi = m_\Pi^3 \Pi_A^2 = N_\Pi m_\Pi^2$.

δ - Dichtheid ÷ capaciteit : $\frac{\rho}{C} =$ H-impuls.

ε - Fysisch F= qvB wordt $Q\Pi_A.1 = F$.

ζ - Fysisch $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$ [NOOT 13] wordt m.m. $\mathcal{E} = \frac{\Phi_B}{T} = E\lambda = \Pi_A\lambda$.

η - Elektrische veldsterkte ÷ magnetische veldsterkte : $\frac{E}{H_B} = R = \frac{1}{Y}$.

ϑ - Stroomsterkte ÷ lading : $\frac{I}{Q} = N_\Pi$ - energie.

ι - Magnetische veldsterkte ÷ stroomsterkte : $\frac{H_B}{I} = H$- impuls .

κ - lading ÷ massa : $\frac{Q}{m_\Pi} = N_\Pi$-energie .

λ - Kracht x Spanning : FV = a- versnelling .

μ - Capaciteit x inductie : $\frac{1}{\sqrt{CL}} = N_\Pi$-energie /- resonantiefrequentie [NOOT 14] .

ν - Spanning x lading : VQ = N_Π-energie [NOOT 15] .

ο - Elektrische stroomdichtheid j ÷ magnetische veldsterkte : $\frac{j}{H_B} = H$-impuls .

π - Verder gelden : $\frac{m_\Pi}{\lambda^2}$ = C ; $\frac{\Phi_E}{\Phi_B} = E$; $\frac{\frac{1}{\Phi_E}}{C} = \lambda$; $\frac{\lambda}{m_\Pi} = \Phi_E$.

IV.19. Het Π-golfpakket φ_X kan beschreven in termen van spin en magnetisme [NOOT 16].

IV. 19.1. Het intrinsieke spinhoekmoment $S = \frac{\hbar}{2} = \cdots Js$ [NOOT 17] wordt (bij h = 1 en niet-fermionisch) S =1, resp. $N_\Pi T = 1$, de werkingseenheid. Dit conformeert met

hoekmoment J = mvr en orbitaal hoekmoment $L_{orb} = mvr$]NOOT 18] . Spinhoekmoment en orbitaalhoekmoment coïncideren. Het hoekmoment is geconserveerd in de Π-evolutie. Het kan gelijkgesteld met het impulsmoment $L = \omega I$ (3.11.2.).

IV. 19.2. Het intrinsiek spinmagnetisch moment μ_S als Bohr-magneton

$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} = \cdots \frac{J}{T} = Am^2$ [NOOT 19] wordt $\mu_B = \frac{Q}{m_\Pi} = A\lambda^2 = N_\Pi$-energie ; fysisch energie in Joule met Tesla = 1- constante in Π (IV.10.). Idem $\mu = \mu_B = \frac{q_e \hbar}{2m}$

wordt $\mu_B = \frac{Q}{m_\Pi}$ [NOOT 20] en $\mathcal{M}$ = Fl wordt $\mu_B = F\lambda \ (= N_\Pi)$ als krachtmoment

r x F in Nm (= Joule) [NOOT 21]. Dit conformeert met

$\mu = \frac{qvr}{2} = \frac{q}{2m} J = (-)\frac{q_e}{2m} J$ [NOOT 22] als $Q\Pi_A\lambda = \frac{Q}{m_\Pi}.1$ en met

$\mu_{orb} = iA = \frac{e}{\left(2\pi\frac{r}{v}\right)}\pi r^2 = \frac{1}{2}evr = (-)\frac{e}{2m}L_{orb}$ (NOOT 23] als

$A\lambda^2 = \frac{Q}{\frac{\lambda}{\Pi_A}}.\lambda^2 = Q\Pi_A\lambda = \frac{Q}{m_\Pi}.S$ met S = 1. Spinmagnetisch moment en orbitaal

magnetisch moment coïncideren. Het magnetisch moment wordt niet geconserveerd in de

Π-evolutie.

IV.19.2.1. De dimensieloze g-factor als proportionaliteitsconstante tussen magnetisch

moment μ_B en spinhoekmoment S verschijnt in $\mu = g\frac{e}{2m}.S$ [Wikipedia 16-6-2022]

als $g\frac{Q}{m_\Pi}.S = \mu_B$ met $\frac{Q}{m_\Pi} = \mu_B$ en S = 1. Ergo g = 1 en constant.

IV.19.3. De ratio tussen magnetisch moment μ_B en hoekmoment S is de factor $\frac{Q}{m_\Pi} = N_\Pi$, invers $\frac{S}{\mu_B} = \frac{1}{N_\Pi}$ =T-periode. Deze proportionaliteit veroorzaakt precessie [NOOT 24]. De hoeksnelheid der precessie $\omega_P = \frac{\mu_B}{S} B$ [NOOT 25] wordt $\omega_P = \frac{\mu_B}{1}.1 \equiv \mu_B = N_\Pi$.

Dit coïncideert met de hoekfrequentie van oscillatie [NOOT 26] $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\frac{\frac{1}{C}}{L}} = N_\Pi$ en de snelheid van tolprecessie $\Omega = \frac{Mgr}{L} = \frac{Mgr}{I\omega}$ [NOOT 27] of $\frac{m_\Pi a\lambda}{1} = N_\Pi$.

IV.20. De Poyntingvector verbindt elektrische en magnetische veldsterkte als $S = \frac{1}{\mu_0} E\,.\,B$ [Noot 28]. Bij $\frac{1}{\mu_0} = H_B$ wordt dit $S_P = H_B EB = H_B E.1 =$ 1 / 16 / 144 / 1.600 / 20.736 / 295.935 / 4.460.544 = $F^2 = \boldsymbol{J}$-intensiteit (3.10.4.). Deze intensiteit of energieflux $\boldsymbol{J} = \frac{Watt}{m^2}$ [NOOT 29] wordt $\boldsymbol{J} = \frac{P}{\lambda^2} = F^2$.

Insgelijks $S = \frac{1}{c\mu_0} E^2$ [NOOT 30] wordt $S_P = \frac{1}{\Pi_A \mu_0} \Pi_A^2 = \frac{\Pi_A}{\mu_0} = EH_B = F^2 = \frac{I-stroomsterkte}{T-oscillatieperiode}$. De formele overeenstemming, fysisch en informatietheoretisch, betreffende intensiteit is niet-triviaal : zij gaat uit van het elektromagnetisme.

IV.20. Magnetische inductie per elektrische veldsterkte geeft $\frac{B}{E} = \frac{1}{\Pi_A} = i$-brekingsindex.

IV.21. Dipoolmoment en draaiing zijn m.m. in het Π-systeem te vatten.

IV.21.1. Het elektrisch dipoolmoment p =qd [NOOT 31] wordt Qλ= H-impuls. Via draaiing $\tau = p \times E$ [NOOT 32] bij F= qE als F= $Q\Pi_A$ en $\tau \sim Fd$ als $\tau = F\lambda = N_\Pi$ of $\tau \sim qdE$ als $\tau = Q\lambda\Pi_A = N_\Pi$ verschijnen $\tau = H\Pi_A = N_\Pi$ [NOOT 33] en $p = \frac{N_\Pi}{\Pi_A} = H$. Dipoolenergie $U \sim p\,.\,E$ [NOOT 34] wordt $H\Pi_A = N_\Pi$.

IV.21.2. Het magnetisch dipoolmoment μ = stroom x oppervlakte [NOOT 35] wordt $\mu = I\lambda^2 = N_\Pi$ – energie bij draaiing $\tau \sim \mu \times B$ als $\tau = \mu.1 = N_\Pi$ (IV.10.). Dit wordt formeel $\mu = A.m^2 = \frac{J}{T}$ en $\mu = N_\Pi$. Het magnetisch dipoolmoment valt samen met het intrinsieke spinmagnetische moment μ_S (ib.). De magnetische potentiële energie $U \sim \mu\,.\,B$ wordt $N_\Pi.1 = N_\Pi$.

IV.22. Het symbool ∇ [NOOT 36] kan de numerieke waarde van de H-impuls aannemen.

Zo $\nabla . \mathrm{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$ [Noot 37] als $\frac{\rho}{T} = \mathrm{Hj}$; bv. bij t_2 : 4 x 768 = $\frac{1.024}{\frac{1}{3}}$ = 3.072. Idem deels in de Maxwell-vergelijkingen. Zo $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ en $\nabla . E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ [NOOT 38]

als $\frac{B}{T} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = HE = H\Pi_A = N_\Pi$.

Bij $c^2 \nabla \times B = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{j}{\varepsilon_0}$ [NOOT 39] of $\nabla \times B = \mu_0 j + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ [NOOT 40]

of $\nabla \times B = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + \mu_0 i$ [NOOT 41] resulteert de optelling in de dubbelwaarde (2H).

Bij de (vectoriële) uitdrukkingen echter $\nabla \times B = \frac{j}{\varepsilon_0 c^2}$ en $\nabla . E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ [NOOT 42] geldt $\nabla \sim H$ als $\frac{j}{\varepsilon_0 c^2} = \frac{j}{\varepsilon_0 \Pi_A^2} = \frac{j}{H_B} = HB = H$ en $\frac{\rho}{\varepsilon_0} = H\Pi_A = N_\Pi . \nabla . B = 0$ is aporetisch.

Ter aanvulling : $\oint E . dA = \frac{q}{\varepsilon_0}$ [NOOT 43] wordt $\Pi_A \lambda^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0} = \Phi_E$ zoals

$\oint E . ds = \frac{d\Phi_B}{dt}$ wordt $\Pi_A \lambda \quad = \frac{\Phi_B}{T} = \mathcal{E}$ (IV. 18ζ).

IV.23. De driftsnelheid (verplaatsing van ladingdragers in een elektrisch veld) $v_d = \frac{j}{m^{-3}C}$ [NOOT 44] wordt $\frac{j}{\lambda^{-3}C} = \Pi_A$-snelheid. Dit coïncideert met de stroomsnelheid in vloeistoffen $v = \frac{R}{A} = \frac{m^3 s}{m^2}$ [NOOT 45] als $\frac{\frac{\lambda^3}{T}}{\lambda^2} = \frac{\Phi_E}{\lambda^2} = \Pi_A$ en met de diffusiesnelheid in gassen $v_{drift} = \frac{F\tau}{m}$[NOOT 46] als $\frac{FT}{m_\Pi} = \Pi_A$. Er is formele overeenstemming tussen elektromagnetisme, stoffysica en informatietheorie, cf. de Poynting-vector (IV.20.).

IV.24. Stroomeffect als stroomsterkte $\times$ spanning levert vermogen $P = IV$ of (Joule'se) warmteontwikkeling $I^2R = P = \frac{V^2}{R}$ [NOOT 47]. De hoeveelheid warmte $W = I^2Rt$

[NOOT 48] wordt $I^2RT = N_\Pi$-energie. Elektromagnetisme en gefysicaliseerde informatietheorie convergeren.

IV.25. De quantum-Hall-weerstand $\frac{h}{e^2}$ coïncideert met $\frac{1}{Q^2} = R$ (IV.4.) [NOOT 49].

De Hall-conductantie omvat het quantum van conductantie $\frac{e^2}{h} = \frac{Q^2}{1} = Y$ (IV.5.) [NOOT 50].

IV.25.1. De Hall-parameter $\beta = \frac{eB}{m_e \nu}$ wordt $\frac{Q.1}{m_\Pi N_\Pi} = 1/1/1$ / 1 ..., een constante.

IV.25.2. De Hall-coëfficiënt $R_H = \frac{E}{jB}$ [Prisma van de Natuurkunde, p. 79] = ρ^{-1} (IV. 15.).

IV.25.3. De Hall-mobiliteit $\mu_H = R_H Y = \lambda$.

IV.26. De fijnstructuurconstante $\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 hc}$ wordt $\alpha = \frac{Q^2}{\varepsilon_0 \Pi_A} = 1$ (cf. App.VI en 7.0.1.1.)) [NOOT 51].

IV. 27. De stelling van Coulomb [NOOT 52] $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ wordt $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$. Fysisch $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} = E$ wordt $E = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{Q}{\lambda^2}$.

IV. 28. De polarisatievector $\vec{P}$ als dipoolmoment per volume-eenheid [NOOT 53] wordt $\frac{H}{\lambda^3} = \sigma = Y = D$. De ermee verbonden diëlektrische constante [NOOT 54] $\mathscr{k}$ wordt $\mathscr{k} = \frac{\frac{H}{\lambda^3}}{\varepsilon_0 E} = 1$. $D = \varepsilon_0 \mathscr{k} E$ [NOOT55] coïncideert met $D = \varepsilon_0 E$ (IV.14.), zodat $\mathscr{k}$ = 1.

Er geldt $D\lambda^2 = Q$. Tevens geldt $\mathscr{k} = \varepsilon_0 \mu_0 c^2$ als $\mathscr{k} = \varepsilon_0 \mu_0 \Pi_A^2 = 1$ [GNLE9, pp. 98 en 112.].

NOTEN

1. Fundamentals of Physics, pp. A1 en E13 – 2 / 3 ; Experimentele Natuurkunde II , pp. 9, 173 en 182 – 183 ; Prisma van de Natuurkunde, p. 11.
2. Cf. Lawrence H. Ford & Thomas A. Roman, Sci. Am. jan. 2000, pp. 30 – 37 : “ A black hole radiates energy at a rate inversely proportional to the square of its mass.”
3. Fundamentals of Physics, pp. 704 en 785.
4. Ib. , p. 847 : magnitude ratio $\frac{E_m}{B_m} = c$.
5. Cf. Feynman II – 36 -7 met $\varepsilon_0 c^2$.
6. Cf. Fundamentals of Physics, pp. 847 en 850 en Experimentele Natuurkunde II , p. 274 : $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$.

7. John B. Pendry & David R. Smith, Sci. Am. july 2006, pp. 42 – 49.

8. Fundamentals of Physics, p. 630* ; Prisma van de Natuurkunde, pp. 45, 50 en 131.

9. Fundamentals of Physics, p. 556 ; Prisma van de Natuurkunde, p. 101.

10. Fundamentals of Physics, pp. 643 en 837. Verder : Feynman II – 27 -1 en Prisma van de Natuurkunde, p. 160.

11. Fundamentals of Physics, pp. 571 – 572 en 838; Feynman II – 1 – 5.

12. Fundamentals of Physics, p. 374.

13. Fundamentals of Physics, pp. 741 en 834 : “Faraday’s law of induction”.

14. Prisma van de Natuurkunde, p. 129: $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

15. Experimentele Natuurkunde II, p. 294 : $Ve = h\nu$.

16. Cf. Fundamentals of Physics, pp. 782 – 785 ; Feynman II – 34 – 3 tot – 34 – 5 en -37 – 1 en III – A - 3 tot – A - 5; Experimentele Natuurkunde II, pp. 218 – 220 en 227 – 228.

17. Naar Fundamentals of Physics, p. 783.

18. Feynman II – 34 – 3 ; Fundamentals of Physics, pp. 784 – 785.

19. Fundamentals of Physics, pp. 783 – 785 ; Prisma van de Natuurkunde, p. 111.

20. Feynman II – 37 -1.

21. Experimentele Natuurkunde II, pp. 218 – 220 ; Fundamentals of Physics, p. 242*; Prisma van de Natuurkunde, p. 119.

22. Feynman II – 34 – 3 .

23. Fundamentals of Physics, pp. 784 – 785.

24. Feynman II – 34 – 3 / 5 .

25. Ib. En III – A – 4 / 5 .

26. Fundamentals of Physics, p. 803.

27. Ib., p. 276.

28. Fundamentals of Physics, pp. 850 – 851 en 858; Feynman II – 27 -8 / 9; Prisma van de Natuurkunde, p. 134.

29. Fundamentals of Physics, p. 850.

30. Fundamentals of Physics, p. 851.

31. Feynman II – 6 – 3 .

32. Fundamentals of Physics, pp. 560f , cf. p. 242*.

33. Ib.

34. Ib.

35. Feynman II – 14 – 7 / 8; Fundamentals of Physics, pp. 703 – 705 .

36. Feynman II – 2 – 5 .

37. Feynman II – 27 – 1.

38. Feynman II – 2 – 8 .

39. Ib.

40. C.L. Pickover, " Het Natuurkunde Boek " , p. 226.

41. Fundamentals of Physics, pp. 836 – 838.

42. Feynman II – 14 – 8.

43. Fundamentals of Physics, p. 838.

44. Fundamentals of Physics, pp. 644 – 645 ; Prisma van de Natuurkunde, p. 49 ; cf. IV. 17.

45. Fundamentals of Physics, pp. 374 en 643 – 644.

46. Feynman I – 43 – 5 ; Experimentele Natuurkunde II, pp. 59 - 60.

47. Fundamentals of Physics, pp. 652 en 664; Experimentele Natuurkunde II, p. 259; Werner Braunbek, "Fysica voor Iedereen" , Prisma –boeken Utrecht/Antwerpen, deel 2, pp. 93 en 98 = Prisma nr. 466 , 1959.

48. Experimentele Natuurkunde II, p. 62.

49. Ian Robinson, Sci. Am. dec. 2006, pp. 80 – 87.

50. Steven Kivelson, Dung-Hai Lee & Shou-Cheng Zhang, Sci. Am. march 1996, pp. 64 – 69.

51. Fundamentals of Physics, p. 543.

52. Prisma van de Natuurkunde, p. 38 ; Experimentele Natuurkunde II, p. 48.

53. Feynman II – 10 – 1 tot 10 – 4 en II – 11 – 1 .

54. Ib. ; Fundamentals of Physics, pp. 627 en 633.

55. Fundamentals of Physics, p. 630*.

APPENDIX V

V.1. Evolutionair wordt bij R = 1 (App. I.7.) geen faktische informatie meer gerealiseerd. H verdwijnt bij $R = \frac{H_{max} - H}{H_{max}} = 1$. De integraal uitgestoten potentie blijft intact als W-verzameling, beschreven door H_{max} (App.I.2.), de gemaximaliseerde of ongereduceerde massa. Deze toestand betreft de luminaliteit R_c = 1 (c = 1 in een natuurlijk systeem zoals h en k (App.I.1, 3.1.1..). De asymptotische onbereikbaarheid van R = 1 is het analogon van de voor materie onbereikbare fysische lichtsnelheid c.

V.2. R congrueert met snelheid. Zo verschijnen impuls p = HR (naar p = mv) en energie

E = HR_c^2 = H (naar E = mc^2). Als fractie der luminaliteit R_c = 1 is R de relativistische snelheidsparameter β = $\frac{v}{c}$.

V.2.1. De thermische efficiëntie e = 1 – R (App.I.4.) gedraagt zich analoog met de relativistische factor $\alpha\ (= \sqrt{1-\beta^2}\ )$. Herschikking van formules tot eH_{max} = H, eW = 1,

$e\sum_n c_n \Pi_n$ = Π_μ resp. $\frac{H}{e} = H_{max}$ toont analogieën met het speciaal relativistisch formuletype $X_1 = \alpha X_0$, resp. $X_1 = \frac{X_0}{\alpha}$ met X_1 als gemodificeerde grootte.

V.3. De SRT vertoont de onoverschrijdbare constante R_c. Bij toenemende R-waarde moet voor steeds kleinere stijgingen ΔR immer meer massa-energie aangewend. De betrokken grootten dienen relativistisch gemodificeerd. De grootte die toeneemt, is niet snelheid R, doch impuls HR. Als proef geldt de impuls per differentie ΔR = eR (App.I.7.1.) , nl. $\frac{HR}{\Delta R} = \frac{HR}{eR} = \frac{H}{e} = H_{max}$. Het momentum kan onbeperkt toenemen, daar zijn massacomponent H oneindig kan aangroeien. H_{max} is de gemodificeerde massa.

V.3.1. De relativistische factor blijkt e. Hij is identiek met de thermische efficiëntie of reductiefactor. Het thermodynamische apparaat der informatietheorie is equivalent met het relativistische kader.

V.4. Er kunnen zeven speciaal relativistische effecten gedefinieerd.

- Lengtecontractie ($L_1 = \alpha L_0$) wordt eH_{max} = H.

- Tijdsdilatatie ($t_1 = \frac{t_0}{\alpha}$ wordt $\frac{\Delta t}{e}$ = WΔt (bij invoering van Δt = 1 als

ongedifferentieerd interval). Daar bij luminaliteit informatie-realisatie uitblijft, rekt de tijdstrap-duur oneindig uit. W is het analogon van de Lorentz-factor $\gamma = \frac{1}{\alpha}$.

- Massatoename ($M_1 = \frac{M_0}{\alpha}$) wordt $m_1 = \frac{H}{e} = H_{max}$.

- Relativistische impuls ($= \frac{m_0 v}{\alpha}$) wordt $\frac{HR}{e} = H_{max}R = \mathcal{N}$.

- Relativistische energie ($= \frac{m_0 c^2}{\alpha}$) wordt $\frac{HR_c^2}{e} = \frac{H.1^2}{e} = H_{max}$. Vergelijking met massatoename levert massa-energie-gelijkheid op.

- Relativistische warmte ($Q' = \alpha Q$) wordt $eH_{max} = H$.

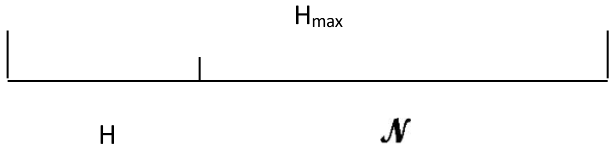
- Relativistische temperatuur ($T' = \alpha T$) wordt $eW = 1$; « Bewogen lichamen zijn kouder ». (Bernulf Kanitscheider, o.c., p. 128).

Entropie (warmte over temperatuur) is een (vier-dimensionele) invariante. Er geldt $H = \frac{H_{max}}{W}$. Gemodificeerd geldt $H = \frac{H}{1}$ (H in de teller is warmte, 1 de temperatuur). Relativistische warmte en temperatuur horen tot de relativistische thermodynamica.

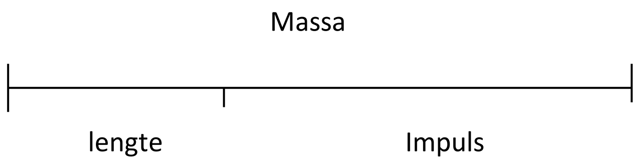
V.5. Het SRT-formalisme is partieel naar Π transponeerbaar. Relativistische warmte luidt $e\sum_n c_n \Pi_n = \Pi_\mu$. Relativistische temperatuur luidt $eW = 1$. Weerom is de entropie een (vier-dimensionele) constante :

$$\Pi_\mu = \frac{\sum_n c_n \Pi_n}{W} = \frac{\Pi_\mu}{1}.$$

V.6. Gegeven $e = \frac{H}{H_{max}}$ beschouwt het relativistische kader de onderlinge verhoudingen van H en $\mathcal{N}$, genormeerd op H_{max}. In een (ideële) begintoestand geldt $H \equiv H_{max}$ bij $\mathcal{N} = 0$. Bij e.g. t_1 verschijnen $H = 2$ en $\mathcal{N} = 6$ op $H_{max} = 8$:

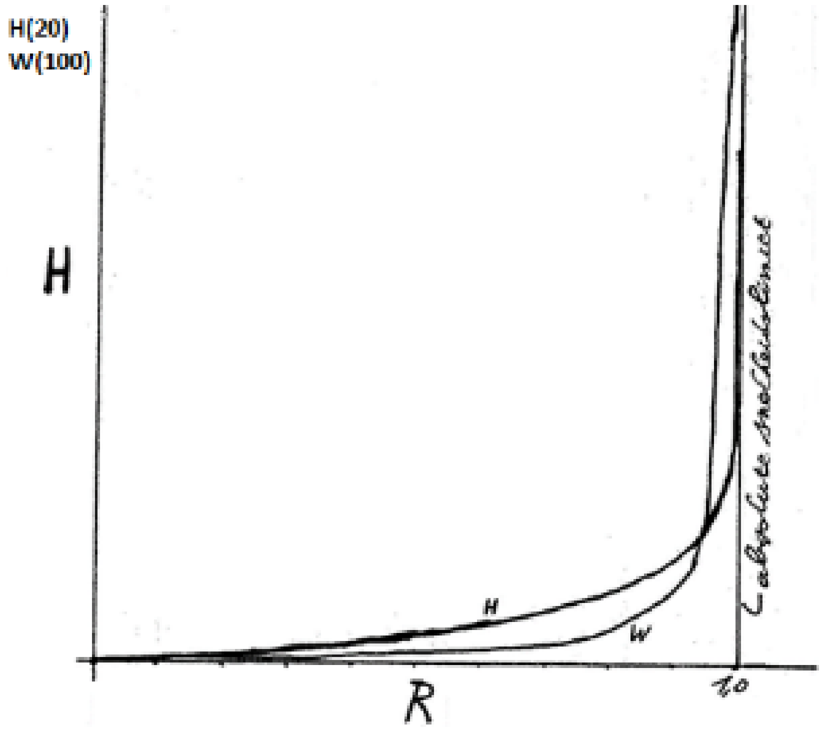


In de tijdsevolutie slinkt H en neemt $\mathcal{N}$ toe. Naar hun gedrag is H de krimpende relativistische lengte en de neginformatie $\mathcal{N}$ de toenemende relativistische impuls. Het stijgende aandeel van $\mathcal{N}$ in het H_{max}-totaal duidt tevens de relativistische massatoename aan. Bij $R = R_c = 1$ geldt $\mathcal{N} \equiv H_{max}$ daar $\mathcal{N} = H_{max}R$. Bijgevolg is H_{max} de relativistische massacomponent van de $\mathcal{N}$-impuls (V. 4.). Zo verschijnt (t_1) :



Het klassieke informatiesysteem is speciaal relativistisch invariant. In het Π-systeem geldt dit slechts voor de relativistische thermodynamica rond Π_μ. Niet voor de mechanica rond Π_A. Met de SRT als randgeval der ART en de klassieke theorie van het Π-model, is laatste het domein der ART. (7.0.1.2.).

Grafisch :



(cf. Fundamentals of Physics, p. 954).

APPENDIX VI

OPLIJSTING GROOTTEN GOLFPAKKET :

Probabilistische unitariteit $\sum_n p(\Pi)_n$	=1
Probabilistische kwadraatmodulus $\lvert \Pi_\mu \rvert^2$	=1
Werkingsquantum h	=1
Intrinsiek spinhoekmoment S	=1
Fijnstructuurconstante α	=1
Hoekmoment J en orbitaal hoekmoment L_{orb}	=1
Impulsmoment L	=1
Magnetische inductie B	=1
Diëlektrische constante k	=1
Intrinsiek spinmagnetisch moment μ_S	$= N_\Pi$
Orbitaal magnetisch moment μ_{orb}	$= N_\Pi$
Magnetisch moment μ_B $\div$ hoekmoment S	$= N_\Pi$
Hoeksnelheid precessie ω_P	$= N_\Pi$
Hoekfrequentie oscillatie ω	$= N_\Pi$
Snelheid tolprecessie Ω	$= N_\Pi$
Draaiing elektrisch dipoolmoment τ	$= N_\Pi$
Draaiing magnetisch dipoolmoment τ	$= N_\Pi$
Elektrische dipoolenergie U	$= N_\Pi$
Magnetische (potentiële) dipoolenergie U	$= N_\Pi$
Magnetisch dipoolmoment μ	$= N_\Pi$
Lineair en angulair krachtmoment M	$= N_\Pi$
Fasesnelheid v_f	$= \Pi_A$
Driftsnelheid v_d	$= \Pi_A$
Stroomsnelheid in vloeistoffen v	$= \Pi_A$
Diffusiesnelheid in gassen v_{drift}	$= \Pi_A$
Elektrisch dipoolmoment P	= H
Traagheidsmoment I	= T
Poynting-vector S_P	= *J*

APPENDIX VII : COVARIANTIE

VII.1. Het dynamische karakter blijkt uit de covariante quantisatie der grootheden en eenheden (3.5.1., 3.14.5., 3.15.4.1., 2.12.2.) en de variabiliteit van factoren, e.g. G,c, Λ (3.14.4., 3.14.9α, 3.15.) [Cf. Gabriele Veneziano, Sci. Am., spec. ed. summer 2018, pp. 78 – 89 : " …physical constants no longer have arbitrary, fixed values. They occur in string theory as fields, rather like the electromagnetic field, that can adjust their values dynamically."; John D. Barrow & John K. Webb, ib., pp.70 – 77: Jacob D. Bekenstein : "a scalar field, a dynamic ingredient of nature."] Het Π-quantumveld met intrinsieke metriek en zelfgegenereerde ruimtetijd annex natuurlijke meeteenheden (2., 2.12.2., 4., 7.1.3.6.1., infra 7.7., App.I.1.) is een covariant quantumveld ([Cf. Carlo Rovelli, o.c., II, pp. 173 – 174.].

VII.2. De covariante quantisatie vertoont regulier schaalgedrag (bv λ = 1/H , cf. 3.7.1., 3.8.3.), doch tevens afwijkende schaling, waar toe -/afname der grootheden niet met ver-/ ontdubbeling overeenstemt (3.5.3., 3.10.1. – 8.). De afwijking van verwacht schaalgedrag refereert aan de anomale dimensies van fractalen (cf. 4.7. en 7.6.7.5.) [Cf. H. Pagels, "Perfect symmetry", pp. 195 – 197 en 272 : "deviant scaling behavior … Fractals, or anomalous dimensions."].

VII.3. De schaalanomalie strookt met het discrete vervalpatroon zonder continuüm (3.5.1.-3). De vervalproducten zijn niet in de vorige toestand inbegrepen. Zij ontstaan bij het verval [Cf. H. Genz, o.c., pp. 232 – 233 : "Zerfallsprodukte entstehen beim Zerfall."]. Oorzaak is het golfkarakter , waarbij golven geen eigen bestanddelen hebben en niet in vooraf bepaalde delen vervallen [Nick Herbert, o.c., pp. 117 en 239 – 245 : "Wellen setzen sich nicht aus wohldefinierten Teilen zusammen."]. Verwijzingen zijn mogelijk naar niet-Boolese, niet-binaire quantumlogica met niet-distributiviteit [Cf. John Horgan, Sci. Am. juli 1992, pp. 72 – 80 : "Quantum mechanical logic is non-Boolean." ; Franco Selleri, "Die Debatte um die Quantenmechanik, p. 75 en Max Born,"Physik im Wandel meiner Zeit", p. 98 : geen "tertium non datur," cf. 7.6.7.5.1. en noten voor een "complete tralie".].

VII.4. De ruimtelijke en temporele discreetheid met finiete waarden en asymptoten (3.5.1. -2., 3.12.1., 5.2.1., 7.6.) is finaal terug te voeren op vacuümpolaristatie (1.13.1. + noot 47 en 1.4.). Als quantumeffect produceert deze een repulsieve kracht. Het is een afstotende quantumkracht [Cf. Carlo Rovelli, "De werkelijkheid is niet wat ze lijkt" (=II),AUP, Amsterdam 2017, pp. 183 – 184 en "7 brief lessons on physics" (=III), p. 46 ; Martin Bojowald, Sci. Am. oct. 2008, pp. 28 – 33; C. Barceló e.a., Sci. Am. oct. 2009 , pp. 20 – 27 ; G. 't Hooft, o.c., p. 41.]. Dit coïncideert met de Planck-eenheden als metrische quanta (3.14.5.) [Cf. Gabriele Veneziano, a.c. : "a minimal quantum of length as a new fundamental quantum of nature."].

VII.4.1. Het verband tussen repulsie en ijksymmetrie heet "repulsive gauge force" [Cf. Elia Van Wolputte, "een introductie tot het vijfdimensionale zwart gat in snaartheorie". Masterthesis, Universiteit Gent 2015. pp. 25 en 43]. Het symmetrische graviton (λT) als ijkdeeltje (5.5.) ageert tussen Π-klassen per equidistantie $|\Delta\Pi_x| = \lambda$ (2.7., 3.14.1.) per periode T (7.1.3.7.2.). Ijkrepulsie opereert in de incompressibiliteit der distincte Π-klassen (7.6.). Bij afnemende gerichtheidsdifferentie $|\Delta\Pi_x|$ groeit de ijkafstoting (1.9.1.1., 3.12.4., 3.16.1) ; te vergelijken met elektromagnetische wisselwerking [Ib.]. Een Π-klasse is een massaloos deeltje, dat spinbedrag als lading draagt (1.14.). Het graviton is het massaloze ijkdeeltje, dat interagerend tussen Π-klassen ruimtetijdstructuur opbouwt en energie-impuls als lading draagt.

VII.5. “Op de Planckschaal leiden quantumeffecten van zwaartekracht tot meetbare lengteverschillen … de Planckstukjes in hun lengte fluctueren … de fluctuaties van alle Plancklengtes … lengteverandering.” [DS, New Scientist, mei 2019, p. 17, naar Erik Verlinde & Kathryn Zurek.]. In het covariante Π-quantumveld geldt elke λ-waarde van nature als Plancklengte L_P (3.14.5.). In T-superpositie nemen ze alle waardes aan; dit impliceert fluctuaties op elke schaal, vergrotend en verkleinend (7.6.2.) [Cf. G. ’t Hooft, o.c., p. 91 en E. van den Heuvel, o.c., pp. 142 – 143 voor microscopische schaaltransformaties.]. Quantumgravitatie annex fluctuerende frequenties inhereren het Π-proces (4.3., 5.2.0.2., 7.6.5.1., 7.9.). Het Prigoginiaanse adagium van “geen welbepaalde polarisatie-spectrum-leeftijd, doch slechts een gemiddelde …” (1.20.3., 5.2.0.1., 6.6.) wordt geëxpliciteerd.

APPENDIX VIII : GRAVITON

VIII.1. Zo de Π -klasse het quantum van het Π -quantumveld, is het graviton het quantum van het metrische veld of Π -ruimtetijd. Ipso facto van het Π -gravitatieveld : ruimtetijdquanta zijn gravitatiequanta [cf. Carlo Rovelli "Seven brief lessons on physics", pp. 43 en 58 en "De werkelijkheid is niet wat ze lijkt," pp. 151 – 152.]. Het graviton is het omgekeerde van de gravitatiekracht : $(\lambda T) = \frac{1}{F_{grav}} = \frac{1}{F_{kosm}}$ (3.14.9.α., 3.15., 7.1.2., App.IX.4.) bij $\frac{F}{(\lambda T)} = \boldsymbol{J}$ -intensivum = P-vermogen per oppervlakte = F^2 (3.10.4.). Verbanden met de gravitieveldsterkte zijn a(λT) =$\mathcal{E}$-elektrische potentiaal (App.IV.3.) en $a/(\lambda T) = N_\Pi^3$. Met de gravitatiepotentiaal : $\phi\ (\lambda T) = \Phi_E$(App. IV.17.). Met kromming: $K/(\lambda T) = H_B = \rho_E = P$ (App. IV. 11. – 12.) geeft het aantal gravitonen per kromming = $\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\lambda^3 T}$, zodat $\frac{(\lambda T)}{\lambda^3 T} = K$. Met Π_A: $\Pi_A(\lambda T) = \lambda^2 = 1/K$ (7.1.3.6.). Het graviton complementeert energie met impuls : $N_\Pi(\lambda T) = \lambda = 1/H$, resp. $H(\lambda T) = T = 1/N_\Pi$. Numeriek geldt $(\lambda T) = m_\Pi \lambda^3$, massa x volume, $= \frac{\lambda^3}{\mathcal{E}}$ (7.6.12.6.).

Zo massa = graviton ÷volume = $(\lambda T)/\lambda^3 = \lambda^{-2}T = KT$, kromming x periode (3.14.1.).

VIII.2. Er geldt : $(\lambda T) = \frac{\lambda}{N_\Pi}$;

$(\lambda T)^2 = \frac{\lambda^2}{{N_\Pi}^2}$ = oppervlakte per vermogen (= omgekeerde intensiteit) ;

$(\lambda T)^3 = \frac{\lambda^3}{{N_\Pi}^3}$ = volume per energie³ (= vermogen per energie).

Aansluitend $\frac{a}{(\lambda T)} = \frac{\lambda^3}{(\lambda T)^3} = N_\Pi^3$, $\frac{1}{a(\lambda T)^3}$ = j-stroomdichtheid = aρ en $\frac{\lambda}{\lambda^3 T} =$ I-stroomsterkte (App. IV.1., IV.16.; cf. 7.6.9.0.1. voor elektromagnetisme en ART).

VIII.3. Graviton per oppervlakte geldt $(\lambda T)/\lambda^2 =$ i-breking $= K(\lambda T)$ (3.10.8.). Graviton maal oppervlakte $(\lambda T)\lambda^2 = \mu_0 = \lambda^3 T$ – A.R ruimtetijd-interval (7.1.3.3.). Idem $\Pi_A(\lambda T)^2 = \mu_0$, zodat (7.1.3.3., 7.1.3.6.) fysisch c²dt² = $\Pi_A^2 T^2 = \Pi_A(\lambda T) = \frac{\lambda^3 T}{(\lambda T)}$ (fysisch $\frac{\mu_0}{g}$).
Verder $\Pi_A^2(\lambda T)^2 = \phi(\lambda T)^2 = Y = D = \sigma$ (App.IV.5., IV.14.-15.) = gravitatiepotentiaal x graviton².
Uit $(\lambda T) = \frac{1}{QE}$ (7.1.3.) en euclidische actie $I = \frac{\lambda^2}{QE}$ (7.6.8.) volgt $I = (\lambda T)\lambda^2$ als graviton x oppervlakte.

VIII.4. Er verschijnt $K = \frac{1}{(\lambda T)^2 {N_\Pi}^2} = F^2T^2 = \Lambda^2 T^2$.
Bij (λT) = g-graviton en $N_\Pi = E$ (3.6.1.) geldt fysisch $R = \frac{1}{g^2E^2}$. De Hubble-constante (3.14.9.γ) kan geschreven als $H_0 = \frac{\lambda}{(\lambda T)} = \frac{\text{lengte}}{\text{graviton}} = \lambda F = N_\Pi$ (cf. 7.6.9.1.).

VIII.5. Fysisch gravitatiepotentiaal $\phi = G\frac{M}{r}$ en gravitatiesterkte $g = G\frac{M}{r^2}$ worden als $\phi = G\frac{m_\Pi}{\lambda} = Gm_\Pi H$ en a $= G\ \frac{m_\Pi}{\lambda^2}$. Fysisch $t_1 = \frac{v_0}{g}$, $s = \frac{gt_1^2}{2}$ en massa $M = \frac{gR^2}{G}$ worden $T = \frac{\Pi_a}{a}$, $\lambda = aT^2$ en $m_\Pi = \frac{a\lambda^2}{G}$ [Cf. Experimentele Natuurkunde IA, pp. 129 – 132].

Verder gelden graviton $(\lambda T) = \Pi_A T^2$ en breking $i = \frac{1/m_\Pi^2}{G}$. Fysisch $\frac{kc^3}{G\hbar}$ wordt kromming K = $\frac{\Pi_A^3}{G}$, zodat Hawkingtemperatuur $T_H = \frac{\Pi_A^3}{Gm_\Pi} = \frac{K}{m_\Pi} = N_\Pi$ (7.6.7.3., cf. 7.1.3.4.).

Evenzo wordt entropie $S_{BH} = \lambda^2\lambda^{-2} = 1$ = oppervlakte x kromming. De gravitatiefactor kan geschreven als $G = \lambda^2\Pi_A^3$, fysisch Ac³ . Zodat $S_{BH} = GG^{-1} = 1$. Er verschijnen $(\lambda T) = \frac{1}{K\Pi_A}$ en naar fysisch $4\pi G\rho/c^2$ [B. Kanitscheider, o.c., p. 163.] tevens $\frac{G\rho}{\Pi_A^2} = K$ (cf. 7.1.3.3.1.).

Er verschijnt $\frac{S_{BH}}{\lambda^2} = \frac{1}{A} = K$.

VIII.6. In de Π-evolutie geldt : gravitatiepotentiaal ϕ hoog bij lage entropie S_Π en ϕ laag bij hoge entropie (1.20.3.) . Er blijkt een verband tussen gravitatie en entropie [Cf. Pace Erik Verlinde, Discovery Channel 6-11-2015 en Bruno Van Wayenburg, Kijk4/2012, pp. 50 – 55 : "zwaartekracht als entropieverandering."; M. Vonk, o.c., pp. 176 – 178.].

VIII.7. Uit $H_B\mu_0 = 1$ volgt $H_B(\lambda^3 T) = 1 = H_B\ [(\lambda T)\ \lambda^2]$, wat magnetisme met gravitatie verbindt (3.15.ff., 7.6.9.ff.). Een onbepaaldheidsrelatie kan opgesteld (cf. 7.1.2., App.IX.3.).

APPENDIX IX : WERKINGSQUANTUM

IX.1. Idem geldt de term $\Lambda(\lambda T) = 1$ als product van kracht $\Lambda = F_{kosm}$ en het metrische ruimtetijdquantum, dimensionaal $MLT^{-2}LT = ML^2T^{-1}$, het werkingsquantum (7.1.2.-3., 7.1.3.2.). Deze reconfiguratie fixeert de kosmologische constante conform de toestandsparameter $P/\rho_E = w = 1$, waarbij druk en energiedichtheid beiden dimensionaal $ML^{-1}T^{-2}$ zijn; ergo w dimensieloos (3.14.9.β, 7.1.3.3.2., 7.1.3.6.) [Cf. Adam G. Riess & Mario Livio, Sci. Am. spec. ed. fall 2018, pp. 96 – 101 ; Daniel Cossins, New Sci. juni 2018, pp. 48 – 52; Jeremiah P. Ostriker & Paul J. Steinhardt, Sci. Am. jan. 2001, pp. 36 – 43.]. Het werkingsquantum verschijnt zomede in de A.R. veldvergelijking als $K - \frac{1}{2}K(\lambda T) + h$ (7.1.3.2.).

IX.2. Er geldt $H\lambda$ = werkingsquantum 1,
$N_\Pi T$ = werkingsquantum 1,
$\Lambda(\lambda T)$ = werkingsquantum 1.
Intensief geldt energie-impuls HN_Π = F-kracht (3.10.3, 5.5.), extensief $\lambda T = (\lambda T)$-metrisch quantum. Zodoende is de kosmologische term $\Lambda(\lambda T)$ de overkoepelende uitdrukking van het 4-dimensionale werkingsquantum als product van kosmologische factor F_{kosm} en metrisch ruimtetijdquantum of graviton [Cf. G.'t Hooft, o.c., pp. 153 – 155, 173 – 174 en 208: "graviton g … voortbrenger van de zwaartekracht … quantum van de zwaartekrachtsvelden."].

IX.3. Het graviton is het tijdruimtelijke ijkdeeltje der ART (7.1.3.7.2.-4.). De behoudswet $HN_\Pi(\lambda T) = 1$ conjugeert het met energie-impuls tot het absoluut constante werkingsquantum h = 1 (5.5., 3.9.1.). Dit is een gegeneraliseerde uitdrukking van de fysische vierdimensionale energie-impulsvector als behouden grootte [R. Penrose, o.c., pp. 213 – 214 en John Gribbin, o.c., pp. 58 – 59]. Onbepaaldheidsrelaties kunnen opgesteld met conjugaten (cf. 5.5.2., 7.1.2.)[Cf. C. Rovelli, o.c.II, pp. 200 – 201: "microscopische fluctuaties van het gravitatieveld"; M. Bojowald, Sci. Am. oct. 2008, pp. 28 – 33: "random Brownian motion … quantum fluctuations of spacetime."] :

$\lambda.H$= lengte x impuls = 1 ;

$\lambda^2.H^2 = \lambda^2.K$ = oppervlakte x kromming = 1 [Cf. Thomas Boisson, "Espace & Astrophysique", n°24, oct. 2018, pp. 74 – 75 :"La courbure est une propriété intrinsèque de la surface de la variété espace-temps."];

$\lambda^3.H^3$= volume (kromming x impuls) = 1 .

IX.4. Bij combinatie van Λ met het A.R. ruimtetijdsinterval (7.1.3.3., 7.6.8.) verschijnt $\Lambda\lambda^3T$ = 1 / 0,25 / 0,0625 / 0,015625 … = $1/K$, een omgekeerde kromming, 2-dimensionaal L^2 (7.1.3.1., 7.1.3.6.). In deze vorm neemt repulsie F_{kosm} (7.1.5.) evolutionair af, blijft echter nonzero (cf. 7.6.4.2.). De $1/K$-waarde is identisch met het slinkende gewicht van de kosmologische term $\Lambda(\lambda T)$ in de A.R. veldvergelijking (7.1.3.6.). Er geldt λ^3T x massa-energie $m_\Pi N_\Pi = (\lambda T)$-graviton (cf. 7.1.3.3.).

IX.5. De fijnstructuurconstante α (3.15.4.1.1., 7.0.1.1., App. IV.26.) heeft dezelfde dimensie als het werkingsquantum [Wolfgang Pauli in E. Schilpp,o.c., p. 68.].

$\alpha = \frac{Q^2}{\varepsilon_0 \Pi_A}$ geldt dimensionaal $\frac{M^2T^{-2}}{ML^{-3}.LT^{-1}} = ML^2T^{-1} = 1 = h$ (7.6.6.5.1.), q.e.d..

Zo ook de gravitationele fijnstructuurconstante (7.6.6.2.) $\alpha_g = \frac{Gm_\Pi^2}{\Pi_A} = \frac{M^{-1}L^3T^{-2}.M^2}{LT^{-1}} = ML^2T^{-1}$.

IX.5.1. Fysisch kan de fijnstructuurconstante de waarde 1 vertonen: bij kernreacties [I. Prigogine e.a., " Entre le temps et l' éternité", p. 131.]. De equivalentie $\alpha = \alpha_g$ markeert de unificatie van krachten op de Planckschaal.

IX. 6. Spin-baankoppeling, gelijkschakeling van impulsmoment L met werkingsconstante h = 1 (7.6.6.5.1.) en de correlatie tussen stijgende massa-energie en dalende Π_A-snelheid herformuleren de eerste onbepaaldheidsrelatie (5.1.) : multipele imprecisie qua spin-baankoppeling (7.6.5.2.1.).

IX. 7. De gelijkheden $K = H^2$ (impuls²)=Q =$m_\Pi N_\Pi$ en F = HN_Π (7.1.2.-3.) kunnen dimensionaal verklaard. H^2 en $m_\Pi N_\Pi$ gelden beiden $M^2L^2T^{-2}$. Interactie met het werkingsquantum ML^2T^{-1} (3.9.1.) genereert :
- kromming K = L^{-2} x werkingsquantum = $H^2 = m_\Pi N_\Pi$;
- lading Q = MT^{-1} x werkingsquantum = $H^2 = m_\Pi N_\Pi$;
- kracht F = MLT^{-2} x werkingsquantum = HN_Π.

De intensiva H-impuls en N_Π-frequentie–energie kunnen bij numerieke gelijkheid bivalent geformuleerd met weerslag op de dimensionaliteit van het werkingsquantum h = 1 :

$$H\lambda = MLT^{-1}.L = ML^2T^{-1} = 1$$
$$= \frac{1}{\lambda}.\lambda = L^{-1}L = 1$$, dimensieloos;

$$N_\Pi T = ML^2T^{-2}.T = ML^2T^{-1} = 1$$
$$= \frac{1}{T}.T = T^{-1}T = 1$$, dimensieloos.

APPENDIX X : ELEKTROMAGNETISME, SPIN EN RELATIVITEIT

X.1. De totale mechanische energie $W = -\frac{m_e e^4 Z^2}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$ wordt $\frac{m_\Pi Q^4}{\varepsilon_0^2} = N_\Pi$.
[Cf. M. Alonso e.a., o.c.,p. 139 en GNLE 3, 271 en 22,103.]
De energiedichtheid van het elektromagnetische veld wordt $\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{1.B^2}{2\mu_0} = \rho_E$
(3.10.7. en App.IV.10. en IV.6) [M.Alonso e.a., o.c., pp. 10 – 11 : $w = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0}B^2$.].

X.2. Het vermogen van straling
$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{gem} = \frac{q^2 z_0^2\ \omega^4}{12\ \pi\ \varepsilon_0 c^3}$ wordt welgedefinieerd $\frac{Q^2\ \lambda^2 N_\Pi^4}{\varepsilon_0 \Pi_A^3} = P$-vermogen [Cf. Marcelo Alonso & Edward J. Finn, Fundamentele Natuurkunde, deel IV, Quantumfysica, pp. 11 en 13.].
Insgelijks $a = (-)\omega^2 z$ wordt $a = N_\Pi^2 \lambda = H\Pi_A^2$.
Zo $P = \frac{q^2\ a^2}{6\ \pi\ \varepsilon_0 c^3} = \frac{e^2\ \omega^4}{3\ \pi\ \varepsilon_0 c^3}\ |r_{if}|^2$ wordt $P = \frac{Q^2\ a^2}{\varepsilon_0 \Pi_A^3} = \frac{Q^2 N_\Pi^4}{\varepsilon_0 \Pi_A^3}\lambda^2$ [ib., pp. 11 en 128.].
Er geldt $\frac{dW}{dt} = \hbar\omega T_{if}$ als $N_\Pi . N_\Pi = N_\Pi^2 = P$ (cf. 7.6.8.2.2.).

X.3. Het elektrisch quadrupoolmoment [Fundamentals of Physics, pp. 566 – 567; Feynman II-6-8; Prisma van de Natuurkunde, pp. 136 – 137.] $Q_m = 2qd^2$ wordt $Q_m = Q\lambda^2$ = 1 / 1 /1 / … ,
dimensionaal $MT^{-1}.L^2 = ML^2T^{-1}$, het werkingsquantum (3.11.2.).
De elektrische veldsterkte R-formule $E = \frac{3Q_m}{4\ \pi\ \varepsilon_0 z^4}$ wordt $\frac{Q_m}{\varepsilon_0 \lambda^4} = \frac{1}{\varepsilon_0 \lambda^4} = E = \Pi_A$; evenzo $E = \frac{1}{4\ \pi\ \varepsilon_0}\ \frac{2q}{z^2}$ als $E = \frac{Q}{\varepsilon_0 \lambda^2}$.
De potentiaalsterkte $\mathcal{E} = \frac{Q_m}{\varepsilon_0 \lambda^3}$ wordt $\frac{1}{\varepsilon_0 \lambda^3} = \mathcal{E}$.
Daarnaast frequentie $\omega = \sqrt{\frac{eq}{4\pi\varepsilon_0 m R^3}}$ wordt $\sqrt{\frac{Q^2}{\varepsilon_0 m_\Pi \lambda^3}} = N_\Pi$.
Idem rotatie-energie [GNLE 20, pp. 586 – 587] $E_{rot} = \frac{h^2}{4\pi^2 I}$ wordt $\frac{1}{I\text{–traagheidsmoment}} = \frac{1}{T} = N_\Pi$
(cf. 3.11.1.).

X.4. Elektrische en magnetische kracht zijn numeriek gelijk (7.6.9.). Parallel $F_{elec} = E.Q$, veldsterkte x lading, kan tentatief een vermeende magnetische lading opgesteld als $H_B . Q_B$, veldsterkte x "lading" . Zo $\frac{F_{magn}}{H_B} = Q_B$ = 1 / 0,25 / 0,0625 / 0,015625 / 0, 0039063 / 0,0009766 / 0,0002441 = λ^2 = Φ_B (magnetische flux, App. IV.8.) = $1/Q = 1/K$ (cf. 7.1.3.), waarbij $Q_B . Q = 1$.

Dit coïncideert met "the product $q_e q_m$ must also be quantized in units of $\hbar$ " [Wikipedia, "magnetic monopoles", Paul Dirac, 11-4-2022] ; ergo = 1 . " The electromagnetic field surrounding an electric monopole and a magnetic monopole … has a total angular momentum, which is proportional to the product $q_e q_m$". Het hoekmoment van het golfpakket geldt L=1 (3.11.2.).

X.4.1. Magnetische weerstand of reluctantie $\mathcal{R}$ is het quotiënt van magnetomotorische kracht mmk met de magnetische flux. De eenheid is de $\text{henry}^{-1} = \text{L}^{-1} = \text{j}$ (App.IV.9. en IV.16.) [GNLE, 15, pp.562 – 563; Prisma van de natuurkunde, p. 144.]. Zo gelden $\mathcal{R}$= $1/\text{L} = \frac{\text{mmk}}{\Phi_\text{B}}$, vandaar mmk = $\mathcal{R}\Phi_\text{B}$ (formule van Hopkinson) = 1 / 8 / 48 / 320 … , numeriek gelijk aan I-stroomsterkte (IV.1.). Zoals $\text{emk} = \frac{\text{Werk}}{\text{Q}}$ (IV.3.) is $\text{mmk I} = \frac{\text{N}_\Pi}{\text{Q}_\text{B}}$. Alternerend $\mathcal{R}$ = $\frac{1}{\mu} = \frac{\text{l}}{\text{s}}$ wordt $\mathcal{R}$ = $\frac{1}{\mu_0}.\frac{\lambda}{\lambda^2}$ naast $\text{H}_\text{B} = \frac{1}{4\pi\mu_0\mu_\text{r}}\frac{\text{m}}{\text{r}^2}$ (met m als poolsterkte in Weber = V.s = Φ_B $(= \text{V}/\text{N}_\Pi))$, als $\text{H}_\text{B} = \frac{1}{\mu_0}.\frac{\Phi_\text{B}}{\lambda^2}$.

X.4.2. Kort : - magnetische lading $\text{Q}_\text{B} = \Phi_\text{B}$ = poolsterkte m [Parallellisme tussen elektrische lading en magnetische poolsterkte c.q. lading blijkt uit R. Penrose, o.c., p. 179 : “elektrische en magnetische krachten … bepaald door elektrische lading (of magnetische poolsterkte) … gelijke ladingen (en gelijke magnetische polen).”].

- mmk = I ;
- magnetische weerstand / reluctantie $\mathcal{R}$ = $\frac{1}{\text{L}} = \text{j}$;
- Q_B is geen topologische waarde (1.14.ff.), geldt het golfpakket als monopolair deeltje (3.20.-1.) [Cf. Wikipedia 31-7-2020, lemma “Dyon”].

X.5. Spin is magnetisme, rotatie ; elektriciteit is lineair, translatie (1.12.8., 7.0.1.- noot 1) [S.L. Altmann, OAM 90/1, pp. 66 – 67.]. Bits en sequensen zijn polair; Π-gerichtheid/spin is axiaal; door het symmetrische $\Pi_{\mu\nu}$ (1.8.) wordt polariteit axiaal overstegen. Sequensen / quarks zijn kleurelektrisch (1.17., 2.11.2.), Π-klassen /hadronen zijn kleurmagnetische monopolen (1.14.) zonder polariteit.

X.6. Het golfpakket-impulsmoment L = 1 (3.11.2.) duidt op een asymmetrische configuratie [Cf. Günter Altner (Hrsg.) , “Die Welt als offenes System” 1984, p. 27.]. De antisymmetrie van het totale golfpakket verwijst naar een inhomogene spinwaardenverdeling. Bovendien sluit ze het uitsluitingsprincipe tussen niet-Abelse anyonen, - de Π-klassen als quasipartiekels - , in (1.4., 1.9.1.2., 2.11.1., 4.8.1.) [Cf. M. Alonso e.a., o.c., pp. 194 – 195 en 200: “Het totale impulsmoment … is een belangrijke grootheid, omdat het o.a. de magnetische eigenschappen … bepaalt.” ; Graham P. Collins, Sci. Am. april 2006, pp. 40 – 47 : “quasiparticles … are anyons … topological approach … the anyons must be nonabelian”.]. Het golfpakket omvat een strikte orderelatie, ergo antisymmetrie (7.6.7.5.1.). De distinctieve éne lokale transformatie of gerichtheidsdifferentie tussen Π-klassen (2.7., 3.14.1.) heeft het karakter van een koppel, waarvan de volgorde belangrijk is ; vandaar niet-commutativiteit tussen disjuncte Π-klassen (1.8.2.). [Cf. G. P. Collins, e.a. : “anyons … nonabelian … the order … is important.” ; John C. Baez & John Huerta, Sci. Am. mei 2011, pp. 44 – 49: (m.m. rotaties pro 1-D-spiegeling)” rotations do not commute.”] Bij interferentie in het golfpakket tussen Π-klassen als alternerende paden blijven ze topologisch distinct (2.12.2., 2.6.1., cf. 1.5.2.) [G.P. Collins, a.c. : “The two alternative paths are topologically distinct.”].

X.6.0.1. De inhomogene Π_n-verdeling in het golfpakket correspondeert met fysisch”vectorness” van licht bij distorsie [Phys. org, Wits Univerity, Google 27-6-2022.]. Zij beschrijft de mixing der gerichtheden. Inhomogeniteit correspondeert met vectorness-waarde 1. Deze is een invariante conform L = 1 en spinvector S = 1. Oorzaak is verstrengeling (2.3.3.).

X.6.1. De Π-klassen vertonen onderscheiden spinsnelheden (3.13.). Zo verschijnt differentiële rotatie binnen het golfpakket (cf. 7.1.3.5.).

X.6.2. Het golfpakket bezit een quadrupoolmoment (X.3.). Dit is een afwijking van de sferische symmetrie [B. Kanitscheider, o.c., pp. 160 – 161; Denis Gialis, Espace et Astrophysique, mei 2020, pp. 42 – 53.] en faciliteert gravitatiegolven (7.6.12.11.).

X.6.3. De (tol)precessie van de spinnende Π_A-klasse in het dito golfpakket is in se een element van asymmetrie (1.13.3., 2.6.3., App. IV.19.3.).

X. 6.4. Het golfpakket inhereert een rotationele symmetriebreuk.

X.7. De Π-schaal is het relativistische kader waarin spinwaarden en luminaliteit reciprook zijn gefundeerd. Op deze maatstaf geijkt is de Π_A-klasse de modale spinklasse of modus van het golfpakket. Zij vertoont precessie (1.13.3.). Zij incorporeert variabele luminaliteit (7.4.), elektrische veldsterkte E (App. IV.6.), eigen spinsnelheid (3.12.0.1., 3.13.) en golfsnelheid (3.3.).

X.8. De relativistische formule $E^2 = m_0^2c^4 + p^2c^2$ [J. Gribbin, o.c., pp. 97 , 139 ; M. Alonso e.a., o.c., pp. 53 – 54.] verschijnt gedekwadrateerd als $N_\Pi = \frac{\sqrt{m_\Pi^2\Pi_A^4+H^2\Pi_A^2}}{\sqrt{2}}$ met toevoeging van de quantummechanische normeringsfactor $1/\sqrt{2}$ (2.3.4.) [R. Penrose, o.c., p.245*; M. Alonso & E.J. Finn, o.c., pp. 187 – 188 en 191.]. Idem w = $c\sqrt{m_e^2c^2 + p^2}$ als $\frac{\Pi_A\sqrt{m_\Pi^2\Pi_A^2+H^2}}{\sqrt{2}} = N_\Pi$ [Naar ib., p.161.]. Verder gelden energie $\Delta W_r = \frac{1}{8m_e^3c^2}\,.p^4$ als $\frac{1}{m_\Pi^3\Pi_A^2}.H^4 = N_\Pi$ en Hamiltoniaan $H_{12} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}$ als $\frac{Q^2}{\varepsilon_0\lambda} = N_\Pi$ [Ib.,pp. 161 en 191.].

X.8.1. De transpositie van het Landau-energieniveau $E_N = \pm\sqrt{2e\hbar v_f^2B|N|}$ [Sungmin Kim e.a., Nature, pace Google 15-5-2021.] vereist eveneens de invoering van de quantummechanische normeringsfactor : $E_N = \sqrt{2Q\Pi_A^2\,.\,1}\,.\frac{1}{\sqrt{2}} = N_\Pi$-energie. De orbitaalindex wordt gesteld als N=1. Bij omissie van de factor 2 verschijnt $E_N = \sqrt{Q\Pi_A^2\,.\,1} = N_\Pi$.

X.8.2. Idem bij 'oscillation of frequency' [SciTechDaily, Sc. Adv. 2018, Song e.a.] : $\sqrt{\omega_x^2 + \Delta E^2}$ getransponeerd als $\sqrt{N_\Pi^2 + E_\Pi^2}\;.\frac{1}{\sqrt{2}} = N_\Pi$.

X.8.3. De Friedmannvergelijkingen (7.1.3.3.0.2.- 4.) behelzen het quadraat van de Hubble- parameter H_0^2 , informatietheoretisch gedequadrateerd tot $H_0 = N_\Pi$ (3.14.9.γ). De formule [Wikipedia, Google 1 – 5 -2023.] $\left(\frac{\dot{a}^2+kc^2}{a^2} =\right) \frac{8\pi G\rho+ \Lambda c^2}{3}$ heeft de dimensie T^{-2} en Λ de dimensie L^{-2} , alias N_Π^2 *en* $K = L^{-2}$ (3.14.1.). Getransponeerd verschijnt $G\rho + K\Pi_A^2$, bij t_2 numeriek 9 + 9 = 18 , gedequadrateerd $\sqrt{18} =$ 4,2426407 (cf. 3.11.2.1.5. en App. X.8.) . Weer treedt de quantummechanische normeringsfactor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ op : 4,2426407.$\frac{1}{\sqrt{2}} = 3 = N_\Pi$. Idem bij t_3 : 25 + 25 = 50 , $\sqrt{50} = 7{,}0710678$ en 7,0710678 . $\frac{1}{\sqrt{2}} = 5 = N_\Pi$. Naast een speciaalrelativistische formule (cf. ib.) transformeert $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ook een algemeenrelativistische formule naar de systeem-eigen discrete waarden. Idem het product $\left[\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right)\right]$ als $G\left(\rho + \frac{P-druk}{\Pi_A^2}\right)$ = 3 bij t_2 en 5 bij t_3 met dezelfde bewerkingen.

X.8.3.1. Zelfde procedure bij $H_0^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$ [Ethan Siegel, Big Think, Google 9 – 5 – 2023.] per t_2 met a = λ als $G\rho - \frac{k\Pi_A^2}{\lambda^2} + \lambda^{-2}\Pi_A^2$. Bij k = 0 verschijnt 9 – 0 + 9 = 18. Bij k = 1 geldt gewoon 9 – 9 + 9 = 9 = N_Π^2 . Bij k = -1 als 9 + 9 = 18 wordt de kosmologische term Λ irrelevant.

X.9. Koppeling van spin en kromming volgt uit gequantiseerde spin als rotatie (1.9.2., 1.12.8., 1.15.1. noot 56). Het product van modale spinklasse $\Pi_A$en kromming K, -beide globale eigenschappen van het golfpakket - , levert $\Pi_A.K = F_{grav}$ – gravitatiekracht = 1/graviton (7.6.9., 7.1.3.4.).
F = HN_Π beschrijft energie-impuls als bron van het gravitatieveld (5.5., 7.1.3.). Spin-kromming en energie –impuls blijken equivalent. Vanuit de behoudswet $\Pi_A K.(\lambda T) = 1$ (cf. 7.6.11.3.ε : i. Π_A =1) kan spin-kromming in de krommingsonbepaaldheidsrelatie ingebracht als $\Delta(\Pi_A K).\Delta(\lambda T) = 1$ (5.5.2., 7.6.12.5.4., App.IX.3.).

X.9.1. $\Pi_A K$ geldt dimensionaal $LT^{-1}.L^{-2} = L^{-1}T^{-1}$, zodat de behoudswet in de vorm $\Pi_A K.(\lambda T) = 1$ dimensieloos is (cf.App.IX.7.).
Omgekeerd $\Pi_A K = \frac{1}{i\,\lambda^2}$ met (breking x oppervlakte) = (λT)-graviton. Spin-kromming verbindt SRT met ART, relativistische spin/quantumspin met kromming [Cf. R. Penrose, o.c., p. 202 met noot 19].

APPENDIX XI

XI.1. Gegeven de formule Z ≈ $\exp(-I_{saddle}/\hbar) = \exp(A/4\hbar G)$ [Ted Jacobson & Manus R. Visser, Physical Review Letters, Google 6-6-2023.].

XI.2. De term $\exp(-I_{saddle}/\hbar)$ bij I is actie $= \frac{1}{\rho_E} = \frac{1}{T_{\mu\nu}}$ (7.6.8.) wordt $\exp(I/1)$ = 1 / 1,0644947 / 1,0052219 / 1,0003907 / 1,0000271 / … en coïncideert met de S_{BH}–entropie = 1 (7.6.7.3.).

XI. 3. Het quotiënt $(A/4\hbar G)$ (cf. 3.14.7.) is verbonden met de $\mathcal{T}$ – grootte (cf.6.7.).
Er geldt $(\lambda^2/4.1.G)$: $t_0 = (0{,}25)$

$$t_1 = 0{,}25 \times 2 = 0{,}5 = \mathcal{T}_1$$

$$t_2 = 0{,}5925923 = \mathcal{T}_2$$

$$t_3 = \frac{1{,}023993}{2} = 0{,}519996 = \mathcal{T}_3$$

$$t_4 = \frac{1{,}4047217}{4} = 0{,}3511804 = \mathcal{T}_4$$

$$t_5 = 1{,}6676272/8 = 0{,}2084534 = \mathcal{T}_5$$

$$t_6 = 1{,}821945/16 = 0{,}1138716 = \mathcal{T}_6$$

Vanaf t_3 geldt de deler $H/8$.